Università degli Studi di Napoli “Federico II”

Scuola Politecnica e delle Scienze di Base
Area Didattica di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Dipartimento di Fisica “Ettore Pancini”

Laurea triennale in Fisica

Rivelatori di particelle MicroMegas: studio dei fenomeni di scarica

Relatori:
Prof.ssa Mariagrazia Alviggi
Dott.ssa Maria Teresa Camerlingo

Candidato:
Giacinto Boccia
N85000830

A.A. 2021/2022

Sommario

Introduzione IV

1 Contesto 1

1.1 Interazioni fra radiazioni e materia 1

a Particelle pesanti cariche 1

b Particelle leggere cariche 2

c Fotoni 3

d Caso del ^{55}Fe 5

1.2 Rivelatori a Gas 7

a Rivelatori Proporzionali 10

b Scariche 12

1.3 MicroMegas 14

2 Apparato Sperimentale 17

2.1 Hardware 17

a R20 17

b NR1 18

c Sorgenti 19

d Centratori 22

e Attenuatori 22

f Gas 23

g Catena Segnali 24

h Monitor Ambientali 25

2.2 Software 25

a Ambiente Root 25

b Python 3 26

c Programmi 26

3 Metodi di Misura 27

3.1 Calibrazione 27

3.2 Ampiezze dei segnali 28

a Centroidi 28

b Regressione 29

3.3 Frequenze 31

a Incertezze di misura 31

3.4 Correnti 32
4 Dati e Analisi 33
4.1 Trasparenza 33
a Argon e Anidride Carbonica 33
b Argon, Anidride Carbonica e Isobutano 34
4.2 Guadagno 35
a R20 Argon e Anidride Carbonica 35
b R20 Argon, Anidride Carbonica e Isobutano 37
c NR1 Argon e Anidride Carbonica 37
4.3 Dipendenza delle scariche dalla frequenza 38
a Rivelatore resistivo R20 39
b Rivelatore non resistivo NR1 43
4.4 Dipendenza delle scariche dal numero dei primari ... 46
a Rivelatore resistivo R20 47
b Rivelatore non resistivo NR1 48
4.5 Dipendenza delle scariche dalla miscela di gas 52
Conclusioni 53
Bibliografia 54
A Programmi informatici 57
A.1 “Fit_1.5.py” 57
A.2 “Log.py” 60

Introduzione

Le MicroMegas fanno parte della famiglia dei *Micropattern Gas Detectors*, rivelatori ad alta granularità sviluppati per soddisfare l'esigenza di una sempre maggiore risoluzione spaziale anche in presenza di elevati rate di particelle incidenti. Le tecniche fotolitografiche utilizzate per la costruzione di tali rivelatori, consentono la definizione di zone di amplificazione ampie solo O(100micron), permettendo così di avere segnali 'veloci' ma esponendo il rivelatore ad un elevato rischio di scariche, che, oltre a generare rumore nei segnali di lettura, quando non li oscurano del tutto, determinano uno scostamento delle tensioni e dai valori di lavoro selezionati. Allo scopo di limitare la durata e l'impatto di questi fenomeni, si sono sviluppate particolari MicroMegas che utilizzano materiali resistivi per la costruzione degli anodi (1).

Questa tesi si pone l'obiettivo di studiare i fenomeni di scarica in un prototipo di rivelatore MicroMegas, non solo variando il campo elettrico di amplificazione, ma anche il rate delle particelle, la composizione del gas e il numero medio di elettroni primari da moltiplicare in ogni evento[1], monitorando, contemporaneamente, le variazioni dei parametri ambientali del laboratorio.

Il primo capitolo presenta il contesto in cui si inserisce la tesi, le interazioni fra radiazione e materia, i rivelatori a gas e i MicroMegas[2]. Nel secondo si descrive l'apparato sperimentale utilizzato. Il terzo introduce i metodi di misura delle grandezze studiate. Nel quarto capitolo vengono presentati i dati raccolti, organizzati secondo le caratteristiche che si sono indagate.

[1] Questa variazione è stata ottenuta sia cambiando il tipo di radiazione ionizzante sia causando un calo deliberato della trasparenza, come si vedrà in seguito.

[2] Questi argomenti vengono trattati in modo antologico, senza pretesa di completezza.

1 Contesto

1.1 Interazioni fra radiazioni e materia

Le classi di radiazione di interesse per la presente tesi sono: particelle pesanti[3] cariche (come muoni, protoni o particelle alfa), particelle leggere cariche (elettroni o positroni) e fotoni[4].

Le particelle cariche possono interagire con la materia principalmente tramite collisioni anelastiche con gli elettroni dell'atomo bersaglio, attraverso l'emissione Bremsstrahlung, o tramite scattering elastico con il nucleo[5]. Ciascuno dei fenomeni determina il rilascio di una certa quantità di energia da parte della radiazione incidente e una deflessione di questa dalla sua traiettoria iniziale.

Le interazioni sono probabilistiche sia per ragioni classiche che per ragioni quantistiche. Quindi, il numero di interazioni si distribuisce secondo una distribuzione di probabilità e il rilascio di energia medio della radiazione nel mezzo è trattato statisticamente.

a Particelle pesanti cariche

Per le particelle pesanti[6], il fenomeno più significativo dal punto di vista dell'energia rilasciata è l'urto anelastico con gli elettroni del bersaglio (2). Si dice che la collisione è *morbida* se causa solo lo spostamento del bersaglio in uno stato eccitato e *dura* se causa la ionizzazione. In taluni casi, l'elettrone così emesso possiede energia sufficiente a causare la ionizzazione di altri atomi, diventando egli stesso una radiazione ionizzante (2).

Se i primi calcoli dell'energia rilasciata nel corso di collisioni fra radiazioni cariche e elettroni sono del 1913 e si devono a Bohr (3), è la formula di Bethe (4) ad essersi diffusa, con

[3] Si considera pesante ogni particella che superi la massa dell'elettrone.

[4] Queste classi non esauriscono le radiazioni note dalla fisica.

[5] Secondariamente Effetto Čerenkov e Reazioni nucleari.

[6] Ci limiteremo alla massa di una particella α, masse maggiori trascendono gli scopi del presente studio.

una correzione ad opera di Bloch (5)[7] e altre due correzioni di densità e shell:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\left(\frac{z}{\beta}\right)^2\left[\ln\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2 W_{max}}{\bar{I}^2} - 2\beta^2 - \delta - \frac{C}{Z}\right]$$

Equazione 1.1

Dove: ρ è la densità del materiale, N_a il numero di Avogadro, r_e il raggio classico dell'elettrone, m_e la massa dell'elettrone, Z il numero atomico del materiale, A il numero di massa del materiale, z la carica della particella, $\beta = {v}/{c}$ la velocità relativistica della particella, $\gamma = {1}/{\sqrt{1-\beta^2}}$ il fattore di Lorentz, $\bar{I}$ il potenziale medio di eccitazione, δ il coefficiente di correzione di densità (6), C quello di shell e W_{max} la massima energia trasferita in ogni collisione:

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{1 + 2\frac{m_e}{M}\sqrt{1+\beta^2\gamma^2} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \approx 2m_e c^2\beta^2\gamma^2$$

Equazione 1.2

In cui M è la massa della particella incidente, l'approssimazione è valida per $M >> m_e$ (2).

Un'approssimazione del potenziale medio di eccitazione $\bar{I}$ è data dalla formula semi-empirica:

$$\frac{\bar{I}}{Z} = \begin{cases} 12 + \frac{7}{Z}\ eV & Z < 13 \\ 9{,}76 + 58{,}8 \cdot Z^{-1{,}19}\ eV & Z > 13 \end{cases}$$

Equazione 1.3

b <u>Particelle leggere cariche</u>

Per particelle leggere, oltre agli urti anelastici con gli elettroni del bersaglio che sono stati descritti nella sezione precedente, è rilevante l'effetto del Bremsstrahlung (7), corrispondente al fenomeno classico di irraggiamento di un campo elettromagnetico generato da una carica elettrica soggetta ad accelerazione, che diventa dominante per alte energie.

[7] Si rimanda alla voce bibliografica (19).

Per le collisioni anelastiche di elettroni e positroni, la formula di Bethe-Bloch [Equazione 1.1] diventa (2):

$$-\frac{dE}{dx_{coll}} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\frac{\tau^2(\tau+2)}{2\left(\frac{\bar{I}}{m_e c^2}\right)^2} + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z}\right]$$

Equazione 1.4

Dove: ρ è la densità del materiale, N_a il numero di Avogadro, r_e il raggio classico dell'elettrone, m_e la massa dell'elettrone, Z il numero atomico del materiale, A il numero di massa del materiale, $\beta = {}^{v}/_{c}$ la velocità relativistica della particella, $\gamma = {}^{1}\Big/_{\sqrt{1-\beta^2}}$ il fattore di Lorentz, τ l'energia cinetica della particella, $\bar{I}$ il potenziale medio di eccitazione, δ il coefficiente di correzione di densità e C quello di shell. La funzione $F(\tau)$ vale (2):

$$E(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} - (2r+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \qquad per\ e^-$$

$$E(\tau) = 2\ln 2 - \frac{\beta^2}{12}\left(23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3}\right) \qquad per\ e^+$$

Equazione 1.5

Mentre l'effetto del Bremsstrahlung risulta (8):

$$-\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx} = \frac{4N_a Z^2 \alpha^3 (\hbar c)^2}{A m_e^2 c^4} E \ln\frac{183}{\sqrt[3]{Z}}$$

Equazione 1.6

Dove: ρ è la densità del materiale, N_a il numero di Avogadro, Z il numero atomico del materiale, α la costante di struttura fine[8], A il numero di massa del materiale, m_e la massa dell'elettrone.

c <u>Fotoni</u>

I fotoni, in questo contesto raggi X[9] e raggi γ, sono particelle prive di carica elettrica, conseguentemente non sono soggetti agli urti anelastici con gli elettroni che abbiamo incontrato finora, ma

[8] La costante di struttura fine vale: $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$

[9] Si chiamano X i fotoni con lunghezze d'onda fra 10 nm e 1 pm, mentre i γ hanno lunghezze inferiori a 1 pm.

i principali tipi di interazioni sono: Effetto Fotoelettrico, Scattering Compton[10] e Produzione di Coppie (2).

Questi processi hanno la caratteristica comune di comportare il completo assorbimento del fotone che li subisca, anche se lo scattering prevede l'emissione di un fotone, si tratta di un fotone *diverso* da quello assorbito. Quindi, se nei casi precedenti avevamo un fascio di radiazioni che cedevano progressivamente energia conservando il numero, in questo caso il fascio di fotoni è soggetto a un calo della popolazione, ma i superstiti conservano esattamente l'energia con cui sono partiti. L'intensità del flusso di fotoni è, allora (2):

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}$$

Equazione 1.7

Con x spessore del materiale in cui il fascio ha viaggiato, I_0 l'intensità iniziale e μ un coefficiente di attenuazione caratteristico del materiale.

L'effetto fotoelettrico consiste nel fenomeno dell'assorbimento del fotone da parte di un elettrone e nella conseguente[11] rottura del legame col nucleo, l'energia dell'elettrone liberato è (2):

$$E = h\nu - E_l$$

Equazione 1.8

Dove E_l è l'energia di legame. Nel caso che l'elettrone emesso appartenga al livello K[12] e che le energie siano alte ma non relativistiche[13], una stima della sezione d'urto per effetto fotoelettrico per un singolo atomo è (2):

$$\Phi_{foto} = 4\alpha^4\sqrt{2}Z^5\Phi_0\left(\frac{m_e c^2}{h\nu}\right)^{\frac{7}{2}}$$

Equazione 1.9

[10] Con le varianti di Thomson e di Rayleigh.

[11] In taluni casi può esserci il breve passaggio per uno stato metastabile.

[12] Con numero quantico principale n=1, contribuente per circa l'80% alla sezione d'urto totale (9).

[13] Una correzione è d'obbligo quando l'energia si avvicina al limite del livello K.

Con $\Phi_0 = 8\,\pi\,{r_e^2}/{3} = 6.651 \cdot 10^{-25}\,cm$ e $\alpha = {1}/{137}$.

Dopo la ionizzazione, l'atomo si ritrova ad avere una lacuna nel livello energetico lasciato vuoto dall'elettrone sfuggito, se sono presenti elettroni nei livelli energetici superiori, uno di loro si sposta ad occupare il vuoto e così facendo emette un nuovo fotone che trasporta l'energia superflua secondo la legge di Moseley (9):

$$E = Ry(Z-1)^2\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)$$

Equazione 1.10

In cui *Ry*=13,6 eV è la costante di Rydberg, *n* e *m* i numeri quantici principali della lacuna e dell'elettrone che va a riempirla e *Z* il numero atomico.

Un'interessante alternativa è l'effetto Auger in cui l'energia di diseccitazione venga assorbita da un terzo elettrone appartenente all'atomo medesimo e che sia sufficiente a causarne l'emissione secondo l'equazione Equazione 1.8. Evidentemente, è necessario che l'energia potenziale dell'elettrone che *cade* a riempire la lacuna, calcolata con l'equazione Equazione 1.10, deve essere maggiore dell'energia di legame dell'elettrone Auger emesso (9).

d Caso del ^{55}Fe

Vediamo, ora, il caso in cui la radiazione incidente provenga dalla sorgente di ^{55}Fe e interagisca con le miscele di gas utilizzate nel nostro esperimento. Quando il fotone emesso dalla sorgente con energia di circa 5,89 keV[14] interagisce con l'atomo di Argon[15], avviene l'espulsione di un elettrone da un guscio K[16] per effetto fotoelettrico, con energia:

$$E_{fe} = E_\gamma - E_K \approx 5{,}894 - 3{,}203\ keV = 2{,}691\ keV$$

Equazione 1.11

L'atomo si ritrova, allora, in uno stato instabile: la lacuna lasciata dalla ionizzazione si trova ad un livello energetico più

[14] Si veda la Tabella 2.1, questa regione di energia è chiaramente la più probabile.

[15] Entrambe le miscele utilizzate sono composte al 93% da singoli atomi di Argon.

[16] Il guscio K è il maggior contributore alla sezione d'urto per l'effetto fotoelettrico, a causa della vicinanza del nucleo (9).

basso rispetto agli elettroni dei gusci successivi, uno dei quali si disecciterà spostandosi dal guscio L al guscio K. Questa diseccitazione comporta l'emissione di un fotone con energia:

$$E_{\gamma'} = E_K - E_L \approx 3{,}203 - 0{,}249\ keV = 2{,}954\ keV$$

Equazione 1.12

Invece dell'emissione di questo fotone, nell'83% (10) dei casi si osserva l'emissione di un secondo elettrone dal guscio L, è quello che si definisce effetto Auger. L'energia del secondo elettrone è, allora:

$$E_{Auger} = E_K - 2E_L \approx 3{,}203 - 2 \cdot 0{,}249\ keV = 2{,}705\ keV$$

Equazione 1.13

L'energia trasportata dai due elettroni è più che sufficiente a causare la ionizzazione dei successivi atomi di Argon con cui entrano in contatto, infatti, l'energia media necessaria a causare una ionizzazione in Argon vale[17] (9):

$$W_{Ar} = 26\ eV$$

Equazione 1.14

Nelle miscele di gas usate, solo il 93% degli scontri sono con atomi di Argon, i valori per gli altri composti usati sono (9):

$$W_{CO_2} = 33\ eV$$

Equazione 1.15

$$W_{C_4H_{10}} = 23\ eV$$

Equazione 1.16

I tre valori di W vengono mediati secondo le composizioni delle due miscele. Per ciascuna di esse, il numero di elettroni primari è:

$$N_e = \frac{E_d}{W}$$

Equazione 1.17

L'energia da considerare come disponibile, E_d, è pari alla somma di quella dell'elettrone emesso per effetto fotoelettrico e di quello emesso per effetto Auger (ove presente), mentre il fotone secondario

[17] L'energia media di produzione della coppia ione-elettrone è maggiore dell'energia di ionizzazione perché contiene le perdite dovute agli altri canali di interazione. Si veda anche (23).

emesso dalla diseccitazione dell'atomo ha una sezione d'urto troppo piccola e, statisticamente sfugge al rivelatore[18].

Si hanno, quindi quattro diversi valori del numero di ionizzazioni avvenute a seconda del tipo di reazione e della miscela di gas:

Miscela	Solo elettrone fotoelettrico	Fotoelettrico e Auger
Ar 93% + CO_2 7%	101	202
Ar 93% + CO_2 5% + iC_4H_{10} 2%	101	203

Tabella 1.1 *Numero di elettroni per fotone interagente con le due miscele in studio.*

In alcuni casi sarà utile anche il numero medio di coppie formate dal fotone X nella miscela data, questo viene calcolato pesando i due valori con la probabilità relativa dell'83% (10) di osservare l'effetto Auger:

$$n_{Ar+CO_2} = \frac{101 \cdot 17 + 202 \cdot 83}{100} = 185$$

Equazione 1.18

$$n_{Ar+CO_2+iC_4H_{10}} = \frac{101 \cdot 17 + 203 \cdot 83}{100} = 186$$

Equazione 1.19

1.2 Rivelatori a Gas

I rivelatori sono strumenti costruiti per esporre un bersaglio alla radiazione e registrare gli effetti delle interazioni che esso subisce. Nel vasto panorama dei dispositivi costruiti a questo scopo, vogliamo spendere qualche parola per i rivelatori a gas, i primi ad essere stati sviluppati[19], di cui la nostra MicroMegas fa parte.

Il più semplice di questi rivelatori è la camera di ionizzazione: Come in tutti i rivelatori della famiglia, la sostanza che si vuol far interagire con la radiazione è un qualche gas, selezionato in modo tale che la radiazione che si vuole indagare

[18] Ha un cammino libero medio di 3-4 cm (24), mentre la regione di lavoro del rivelatore misura 5 mm.

[19] Fra i rivelatori che forniscono un segnale elettrico, storicamente i primi rivelatori sono pellicole fotografiche accidentalmente esposte a radiazioni.

possa causarne facilmente la ionizzazione (nel paragrafo precedente si è provato a descrivere alcuni dei modi in cui questa ionizzazione può avvenire). Le coppie di ioni ed elettroni così prodotte vengono attirate da un campo elettrico[20] verso i poli opposti del rivelatore, dove due elettrodi li raccolgono[21]. Le correnti assorbite dai due elettrodi, che vengono mantenuti a potenziali costanti, sono proporzionali al numero di cariche ricevute e, quindi, al numero di ionizzazioni avvenute nel rivelatore. A sua volta, il numero medio di ionizzazioni è proporzionale all'energia rilasciata dalla radiazione nel contatore e, quindi, resa disponibile per tutti i fenomeni di ionizzazione.

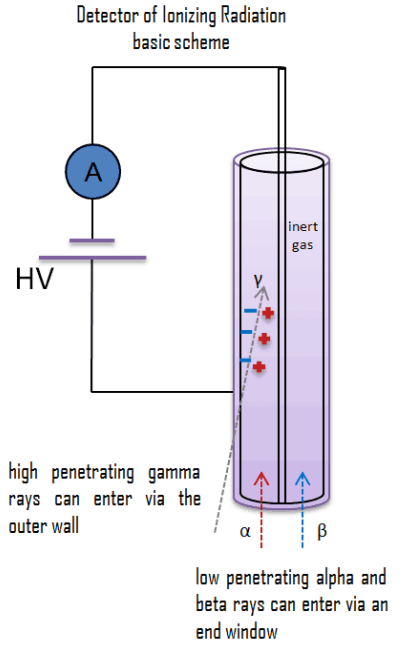

Figura 1.1 *Schema di un semplice rivelatore a gas*

L'intensità del campo elettrico all'interno del rivelatore è, sicuramente, il parametro più importante di questo semplice design. In un esemplare cilindrico[22], con catodo a terra, si trova (2):

$$E(r) = \frac{1}{r}\frac{V_0}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}$$

Equazione 1.20

In cui r è la coordinata radiale dall'asse, b il diametro interno del cilindro catodico, a il diametro del filo anodico.

A seconda della tensione V_0 applicata al rivelatore, si distinguono quattro regioni di funzionamento (2):

- La regione di ricombinazione, in cui una quota significativa di coppie si ricombinano e quindi la carica raccolta varia significativamente con la tensione di lavoro;
- La regione di ionizzazione in cui quasi tutte le coppie arrivano agli elettrodi e, quindi, il rivelatore risente poco delle variazioni della tensione di lavoro;

[20] In assenza di un campo elettrico le coppie tenderebbero a ricombinarsi.

[21] Il catodo non raccoglie gli ioni, ma li neutralizza fornendo elettroni e, in questo modo, ne raccoglie la carica.

[22] Storicamente una delle geometrie più diffuse.

- La regione proporzionale, in cui le cariche generate dalla radiazione incidente ricevono dal campo elettrico energia sufficiente a produrre la moltiplicazione a valanga, mantenendo la proporzionalità tra la carica totale prodotta e l'energia rilasciata nel rivelatore;
- La regione di limitata proporzionalità, in cui l'accumulo di carica generato delle valanghe è tale da distorcere la moltiplicazione;
- La regione di Geiger-Muller o di "contatore" in cui ogni valanga emette fotoni UV tali da produrre alte valanghe nel dispositivo[23], il segnale non è più proporzionale al numero di cariche iniziali;
- La regione di scarica in cui le valanghe spontanee si generano continuamente e il rivelatore è instabile.

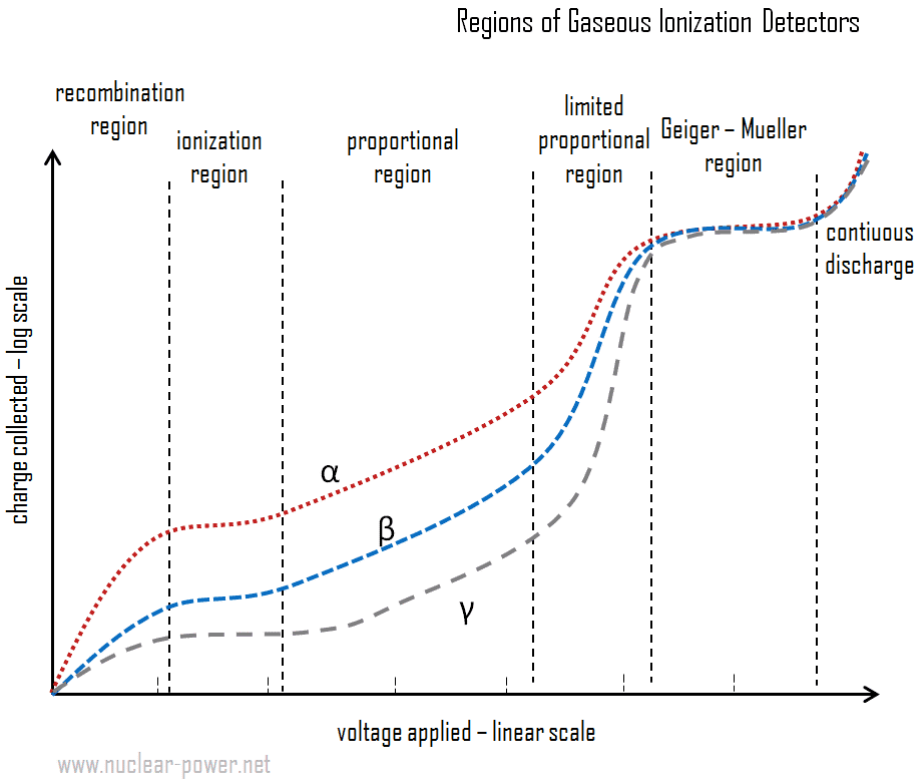

Figura 1.2 *Carica raccolta al variare della tensione di lavoro.*

[23] Occorre che sia presente un assorbitore di fotoni nella miscela di gas che limiti la quantità delle valanghe, oppure questa condizione degenera direttamente nello stato di scarica (2).

a Rivelatori Proporzionali

Il fenomeno della moltiplicazione, che si innesca dalla regione proporzionale in poi, merita un piccolo approfondimento.

Questi rivelatori producono segnali molto[24] più grandi di quelli delle camere di ionizzazione e quindi più facili da rilevare, ma ancora proporzionali all'energia rilasciata dalla radiazione nell'apparato, si tratta del compromesso più bilanciato fra l'informazione che si può ricavare dalla radiazione e la praticità di lettura. Non sorprenderà che grandi sforzi si siano fatti per sviluppare rivelatori di questa categoria.

Come si accennava, l'idea di base è che, almeno in alcune regioni del rivelatore[25], il campo elettrico sia abbastanza intenso da accelerare, nel tragitto libero disponibile fra due atomi, o libero cammino medio, gli elettroni prodotti dalla radiazione iniziale al livello di energia necessario a produrre delle ionizzazioni secondarie. Calcoliamo il guadagno energetico dell'elettrone fra due collisioni (9):

$$\Delta E_{cin} = eE \cdot \lambda_0$$

Equazione 1.21

In cui si è supposto che il campo elettrico E non subisca variazioni significative lungo il cammino libero medio λ_0.

Se per avere una ionizzazione occorre che l'elettrone partecipi a un urto con energia I_{ion} o superiore[26], possiamo trovare il cammino libero necessario perché acquisiti questa energia:

$$\lambda_{ion}(r) = \frac{I_{ion}}{e \cdot E(r)}$$

Equazione 1.22

E la probabilità per l'elettrone di trovare questo cammino:

$$P_\lambda(r) = e^{-\frac{\lambda_{ion}(r)}{\lambda_0}}$$

Equazione 1.23

[24] Anche 10^6 volte (2).

[25] Quelle più vicine al filo, nel caso di una geometria cilindrica.

[26] Trascuriamo la possibilità (rara) che l'elettrone abbia l'energia necessaria ma la ionizzazione non avvenga.

Moltiplicata per il numero di urti per unità di lunghezza, restituisce il numero medio di ionizzazioni secondarie per unità di lunghezza[27]:

$$\alpha(r) = \frac{1}{\lambda_0}\, e^{-\frac{\lambda_{ion}(r)}{\lambda_0}}$$

Equazione 1.24

Troviamo il numero di elettroni:

$$dN(r) = \alpha(r)dr$$

Equazione 1.25

$$N(r) = N_0 \cdot e^{\int \alpha(r)dr}$$

Equazione 1.26

E il fattore di amplificazione[28]:

$$A = e^{\int_{r_k}^{r_i} \alpha(r)dr}$$

Equazione 1.27

Il limite di integrazione inferiore r_k è la distanza massima entro cui il campo elettrico è sufficientemente intenso da generare moltiplicazioni, mentre r_i è il raggio del filo anodico[29].

Questo fattore di amplificazione, tuttavia, è valido solo se gli elettroni primari percorrono l'intera regione di amplificazione. Infatti, se la radiazione ionizzante esterna dovesse generare una carica dentro la regione di amplificazione, questa sarebbe amplificata di meno[30] e non si saprebbe dire di quanto, a meno di non conoscerne la posizione. Nelle geometrie cilindriche, questo problema è contenuto perché il campo elettrico decresce come $1/r$ e quindi la probabilità che si formino primari nella regione di moltiplicazione può essere tenuta bassa[31], ma nelle geometrie

[27] Anche detto "Primo Coefficiente di Townsend".

[28] Definito come $A = N/N_0$

[29] Per un contatore proporzionale a geometria cilindrica.

[30] In questo caso la posizione iniziale andrebbe sostituita a r_k nella formula 1.19.

[31] È sufficiente che il resto del rivelatore, la regione *di deriva*, sia molto più grande.

planari, ad esempio, il campo è sostanzialmente uniforme e non è possibile fissare un guadagno fisso, ma solo il suo valore massimo.

b Scariche

Come si è visto nella descrizione dei contatori Geiger-Müller, le valanghe elettroniche che si determinano nei rivelatori a gas in regimi di alti guadagni causano l'emissione di fotoni[32] che innescano valanghe secondarie. Questo causa la delocalizzazione della carica nel regime di Geiger-Müller, nei rivelatori cilindrici, questo fenomeno[33] si arresta spontaneamente quando è stata saturata la regione intorno al filo anodico. In quel genere di rivelatori, la formazione di scariche incontrollate richiede campi elettrici ancora maggiori ed è dovuta all'impatto degli ioni contro il catodo, che può determinare il distacco di elettroni e, quindi l'innesco di una nuova serie di valanghe (9). Per ostacolare questo fenomeno nei rivelatori a regime proporzionale, si utilizzano delle miscele contenenti una piccola frazione di gas molecolari, come CO_2, che svolgono due funzioni: assorbono i fotoni emessi dalle valanghe durante la diseccitazione degli ioni e si fanno portatori delle cariche da essi trasportate (9).

$$Ar^+ + CO_2 \rightarrow Ar + CO_2^+$$

Equazione 1.28

Gli ioni molecolari così formati migreranno ancora verso il catodo, ma avranno molte meno possibilità di causare l'emissione di elettroni dall'elettrodo.

Una prima distinzione si dà tra i fenomeni di scarica a bassa e ad alta frequenza di segnali: non è la singola valanga a procurare il getto di elettroni necessario alla costituzione della scarica, ma è l'azione ripetuta di molte valanghe che rende possibile la scarica. Per i fenomeni a bassa frequenza, è d'uso il valore empirico noto come limite di Raether, una carica massima della valanga oltre la quale si innescano le scariche (11):

$$Q_R = A_{max} n_0 \cdot e \approx 10^8 \cdot e$$

Equazione 1.29

Il cui valore esatto dipenderà dal rivelatore in oggetto. Quindi, il massimo guadagno raggiungibile sarà inversamente

[32] Tipicamente gi atomi si ionizzano perdendo un elettrone da un guscio interno, e quindi si ritrovano in uno stato eccitato.

[33] Scarica a Corona.

proporzionale al numero di cariche primarie attese dalla radiazione incidente.

Ad alte frequenze, invece, non è sufficiente che la singola valanga non riesca ad innescare il fenomeno di ionizzazione incontrollata: esiste una probabilità che più valanghe si trovino ad attraversare lo stesso gas in tempi abbastanza vicini da non permettere la dispersione degli ioni. Anche in questo caso, esiste un limite di densità di carica Q_d da non eccedere per non incorrere in scariche, esso può coincidere col limite di Raether per rivelatori con grandi distanze fra gli elettrodi, ma cala significativamente (valori tipici sono 10^6-10^7 e) nelle geometrie più piccole (11). Questa probabilità viene studiata definendo delle celle di sovrapposizione con due dimensioni spaziali (l'area occupata dalla valanga) e una temporale (il tempo necessario alla dispersione delle cariche), la probabilità di osservare n valanghe in ciascuno di queste celle, è data dalla distribuzione di Poisson:

$$P(n) = \frac{(Rv)^n}{n!} e^{-Rv}$$

Equazione 1.30

Dove R è la densità di frequenza degli eventi e v è il *volume* (area per tempo) della cella di sovrapposizione.

Inoltre, sempre ad alte frequenze, si verificano dei fenomeni di eccitazione del catodo, essi si presentano come una riduzione del potenziale di estrazione degli elettroni da un catodo che sia stato esposto ad un fenomeno di scarica o ad un flusso considerevole di ioni (provenienti dal gran numero di valanghe), rispetto al comportamento del medesimo catodo quando il rivelatore è appena stato acceso. Fra le possibili spiegazioni di questo fenomeno vi è la presenza sui catodi di inclusioni non conduttive su cui gli ioni si accumulano senza essere neutralizzati, ai bordi di queste inclusioni si formano, così, dei campi elettrici che facilitano il lavoro di estrazione degli elettroni. Sempre queste inclusioni, fortemente polarizzate, iniziano ad essere penetrate da elettroni provenienti dal catodo che, raggiunta una certa concentrazione, ne escono sotto forma di getti molto intensi (11).

Nel rivelatore studiato in questo lavoro di tesi (si veda [paragrafo 1.3]), la regione di amplificazione ha ridotte dimensioni, circa 120 μm, che la rendono sensibile alle scariche quando si applica una differenza di potenziale di diverse centinaia di Volt. Diventa, allora, fondamentale minimizzare il fenomeno delle valanghe secondarie.

Se è vero che la soluzione a questi problemi sarebbe, banalmente, tenere bassa l'intensità del campo di amplificazione e lavorare nelle prime fasi del regime proporzionale, questo comprometterebbe l'ampiezza dei segnali e la velocità di evacuazione degli ioni e, quindi, la possibilità di lavorare ad alte frequenze. Occorre, allora, utilizzare il rivelatore ad elevati livelli di amplificazione, e minimizzare la quantità e l'effetto distruttivo delle scariche.

Per ridurre la quantità di scariche, si adotta una miscela di gas che contenga un composto molto opaco ai fotoni emessi dalle diseccitazioni, mentre per ridurre gli effetti si sperimentano soluzioni costruttive capaci di limitare localmente la corrente (con l'uso di materiali resistivi).

1.3 MicroMegas

Il rivelatore a gas a micro-rete (l'acronimo MicroMegas, che continueremo ad usare, deriva dall'inglese "*Micro Mesh Gas Structure*") è stato introdotto nel 1996 (12) per ottenere un rivelatore proporzionale che coniugasse la risoluzione spaziale, i bassi tempi morti e di risposta con una ragionevole semplicità costruttiva. Vedremo che la struttura ha tre componenti principali:

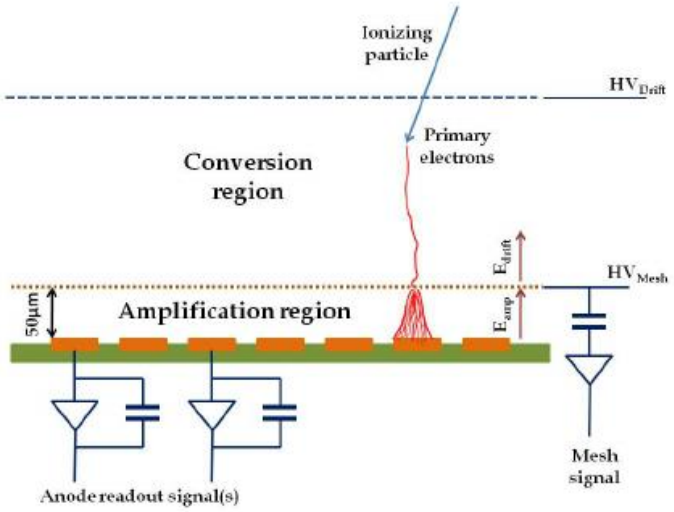

Figura 1.3 *Schema di una semplice MicroMegas*

- Una scheda elettrica stampata, che esponga gli anodi (siano essi strisce o quadratini);
- La micro-rete intermedia, con maglie dell'ordine delle decine di micrometri;
- Un catodo che può essere esso stesso una rete metallica a maglie più larghe.

La micro-rete è sorretta da pilastrini isolanti realizzati sulla stessa scheda elettrica con tecniche fotolitografiche, in modo che la sua distanza dal piano degli anodi sia costante, tipicamente fra qualche decina e poche centinaia di micrometri. Il catodo viene sistemato a una distanza molto maggiore, dell'ordine di qualche millimetro, e la precisione del suo ancoraggio non è altrettanto

critica per il corretto funzionamento dell'apparato. I tre elettrodi vengono, poi, immersi nel gas con cui si vuole lavorare.

La scelta delle differenze di potenziale fra i tre elettrodi riveste una grande importanza nel determinare il funzionamento del rivelatore: si vuole che le cariche primarie, generate principalmente nella regione *di deriva* fra il catodo e la micro-rete[34], incontrino dapprima un campo elettrico sufficiente a trasportare gli elettroni verso la rete, senza alcun fenomeno di moltiplicazione, che passino attraverso la rete stessa[35], dove avviene un brusco aumento dell'intensità del campo elettrico, e che nella regione di amplificazione esse si moltiplichino come abbiamo descritto nel paragrafo 1.2a Tipicamente, questo comporta che il campo di amplificazione abbia un'intensità compresa fra qualche decina e molte centinaia di volte quella del campo di deriva.

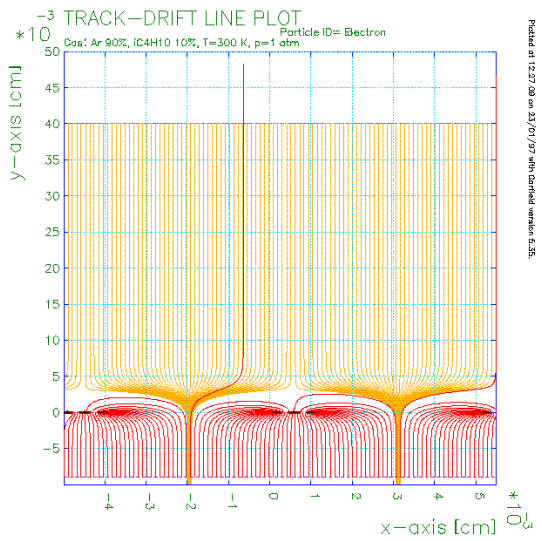

Figura 1.4 *Simulazione del campo elettrico all'interno della camera*

La scelta di avere una regione di moltiplicazione molto piccola offre il vantaggio di ridurre il tempo necessario per sgomberare la regione dagli ioni residui e, quindi, i tempi morti del rivelatore. Tuttavia, all'aumentare del guadagno, aumenta anche la probabilità che si inneschino dei fenomeni di scarica[36].

Come anticipato a fine paragrafo 1.2, l'introduzione di elementi resistivi aumenta la robustezza dei rivelatori contro le scariche. Infatti, quando un rivestimento resistivo viene attraversato dalla corrente causata da una scarica, la caduta di potenziale riduce, in modo temporaneo e circoscritto, il campo

[34] Nulla impedisce alla radiazione di produrre primari nella regione *di amplificazione*, ma si tratta di un fenomeno statisticamente più raro per il mero confronto fra le dimensioni.

[35] Vedremo che non tutte le cariche possono attraversare la rete, per via della presenza di alcune linee di campo fra catodo e rete.

[36] I fenomeni di scarica, oltre a generare rumore, possono causare uno scostamento delle tensioni di alimentazione dal punto di lavoro prescelto e danneggiare il rivelatore.

elettrico rispetto al valore di lavoro. Impedendo il perdurare del fenomeno.

Vedremo che uno degli esemplari oggetto di questo studio adotta degli accorgimenti costruttivi volti a questo scopo.

2 Apparato Sperimentale

Descriviamo brevemente gli strumenti adoperati nel corso dello studio, dividendo hardware e software. Particolare attenzione sarà dedicata agli apparati che non sono di uso comune, mentre i calcolatori elettronici e i sistemi operativi utilizzati non saranno affatto descritti.

2.1 Hardware

a R20

Il rivelatore oggetto di studio è un prototipo di MicroMegas con anodi costituiti da strip resistive (un design che ha dato buoni risultati nella riduzione dei fenomeni di scarica (1)) che ha ricevuto la designazione R20.

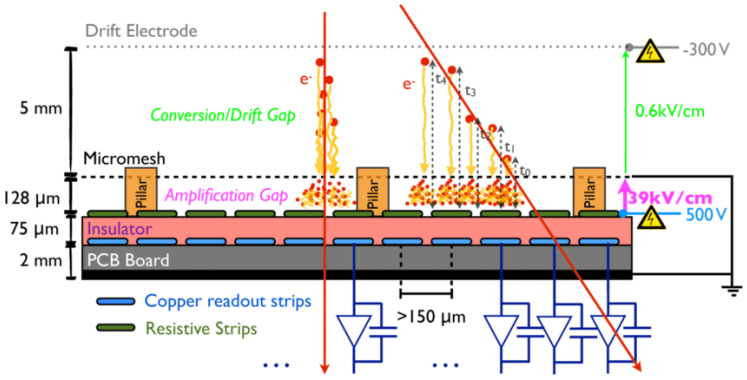

Figura 2.1 *Funzionamento di una MicroMegas con rivestimento resistivo*

Il funzionamento generale è identico a quanto visto nel caso di base, però gli anodi, in questo caso a forma di strisce, sono costituiti da un materiale ad alta resistività. Inoltre, la lettura del segnale non avviene direttamente dagli anodi, ma da altre strisce, realizzate in rame, separate dalle prime da un sottile strato dielettrico, costituendo un accoppiamento capacitivo.

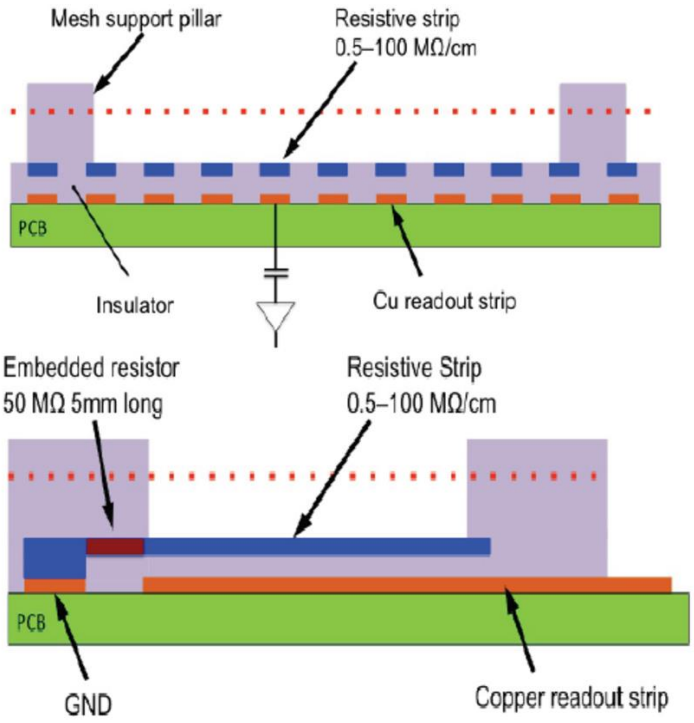

Figura 2.2 *Struttura di una MicroMegas resistiva*

Sebbene il rivestimento resistivo non riduca la frequenza degli eventi di scarica (1), esso ne limita i valori di corrente, eliminando gli

effetti di scostamento dal punto di lavoro[37] e limitando i danni al rivelatore stesso.

Le specifiche costruttive di R20 sono:

- Finestra quadrata in Kapton di lato 10 cm e spessore 50 μm;
- Distanza fra finestra e piano catodico di 15 mm;
- Regione di deriva di 5 mm;
- Regione di amplificazione di 128 μm;
- Strip resistive spesse 64 μm, larghe 150 μm, lunghe circa 10 cm, con passo di 250 μm, con una resistenza di circa 25 MΩ/cm;
- Distanza fra le strip resistive e quelle di lettura di 64 μm;
- Le strisce di lettura sono 360, ripartite in tre connettori, di cui quello centrale ha 116 strisce e quelli laterali 122.

b NR1

Per le misure con la sorgente di radiazioni α, si è utilizzata la MicroMegas non resistiva RN1, la cui struttura è simile a quella di R20 con le seguenti differenze:

- Le strip anodiche sono realizzare in rame e hanno una resistività molto bassa;
- Il segnale di lettura viene estratto direttamente dalle strip anodiche, che altrimenti si trovano a potenziale di terra;
- Sia la micro-rete che il catodo si trovano a potenziale negativo, il potenziale del campo di deriva è la loro differenza;
- La finestra del rivelatore è realizzata in Kapton metallizzato, tranne la porzione centrale (approssimativamente 6 cm^2) in Mylar dello spessore di 4 μm.

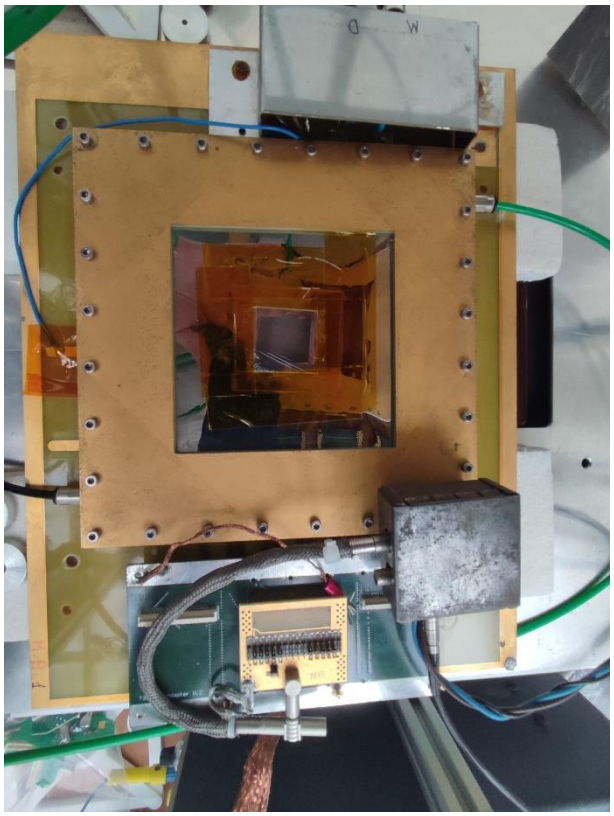

Figura 2.3 *MicroMegas NR1, si noti la porzione centrale della finestra in Mylar.*

[37] Quando, cioè, la scarica porta le tensioni degli elettrodi a scostarsi in modo apprezzabile dal valore selezionato, alterando, quindi, le caratteristiche di funzionamento del rivelatore e rendendo difficile l'interpretazione dei dati.

c Sorgenti

Durante lo studio, la MicroMegas è stata illuminata con delle sorgenti di radiazione nota:

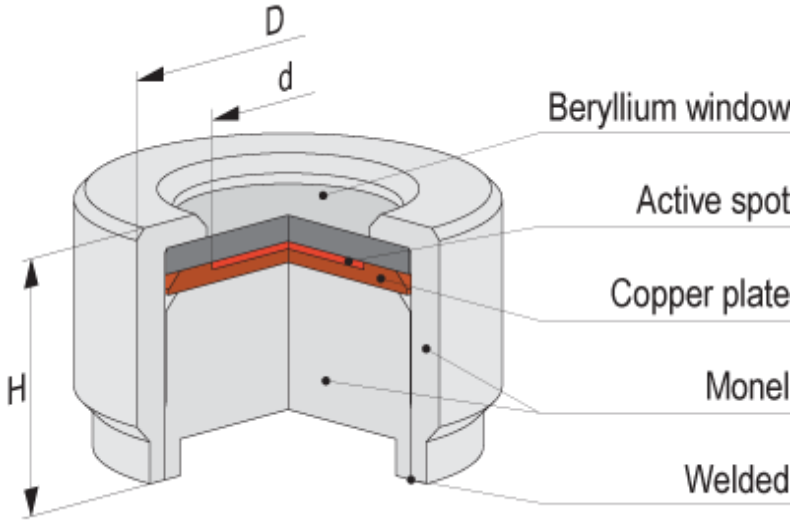

Figura 2.4 *Struttura della sorgente di ^{55}Fe.*

La prima, che è stata usata nella maggior parte delle misure, è una sorgente costituita di ^{55}Fe prodotta dalla QSA Global GmbH, la cui attività certifica, al 15 luglio 2008, è di 185 MBq[38]. Essendo il tempo di dimezzamento del ^{55}Fe di 1006,7±0,1 giorni[39] (13), l'attività nel tempo è:

$$n(t) = n_0 e^{-\lambda t} = n_0 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}}$$

Equazione 2.1

Al 17 giugno 2022:

$$t = 5085\ giorni \Rightarrow \frac{t}{T_{1/2}} = 5{,}051 \Rightarrow n(t) = 5{,}580\ MBq$$

Equazione 2.2

Il canale di decadimento rilevante del ^{55}Fe è:

[38] Riferito a fotoni fra i 5,9 e i 6,5 keV.

[39] Precedentemente era accreditato 995±3 (20).

$$^{55}Fe + e^{-} \rightarrow {}^{55}Mn^{*} + \nu_e$$

Equazione 2.3

$$^{55}Mn^{*} \rightarrow {}^{55}Mn + \gamma$$

Equazione 2.4

I fotoni X emessi sono di quattro tipi (14):

Tipo	**Energia (keV)**	**Probabilità**
$K_{\alpha 2}$	5,88765	29,74%
$K_{\alpha 1}$	5,89875	58,31%
$K_{\beta 3}$	6,49045	11.95%[40]
$K_{\beta 5''}$	6,5352	

Tabella 2.1 *Fotoni emessi dal ^{55}Fe.*

Vengono anche emessi degli elettroni per effetto Auger, fino a un massimo di 6,5 keV (14), ma non possono superare la finestra di emissione in berillio.

Nel caso di NR1, che presenta una sezione della finestra in Mylar molto sottile, è stato possibile utilizzare anche una sorgente di particelle α di Americio 241 prodotta dalla Amersham plc, con attività di 55,5 kBq[41].

Tutti i decadimenti dell'^{241}Am avvengono tramite l'emissione di una particella α e producono un atomo di ^{237}Np, la cui attività è minima[42]. Le energie delle particelle emesse variano da 4838 a 5638 keV; tuttavia, più dell'84% delle particelle hanno energia pari a 5578 keV (15). Prenderemo questo come valore di riferimento.

Per il calcolo del numero di cariche primarie prodotte dalle particelle nella regione di deriva, si userà il metodo delle differenze di range: Si definisce range *R(E)* la distanza che la particella mediamente percorre in un certo materiale moltiplicata per la densità. Evidentemente, se una particella entra in uno

[40] La pubblicazione citata (14) fornisce solo la probabilità cumulata di questi due eventi.

[41] Il tempo di dimezzamento di 432 anni comporta un'attività sostanzialmente invariata per una sorgente che ne ha meno di 50.

[42] Tempo di dimezzamento maggiore di due milioni di anni.

spessore di materiale d di densità ρ con energia E_i e ne esce con un'energia E_f, si avrà:

$$R(E_f) = R(E_i) - \rho d$$

Equazione 2.5

I valori dei range per vari materiali possono essere consultati da un software di simulazione numerica. Applicando l'Equazione 2.5 a tutti gli strati di materiale attraversati dalla particella, si può facilmente calcolare il range con cui essa entra nella regione di deriva e, sempre dalle simulazioni numeriche, l'energia che questa rilascia nella regione:

$$E = 750\ keV$$

Equazione 2.6

Per la miscela costituita al 93% da Ar e da CO_2 per il restante 7%, la media ponderata dell'energia necessaria per l'estrazione di un elettrone vale:

$$W = 26{,}49\ eV$$

Equazione 2.7

Quindi, il numero di elettroni formati da ogni particella nella regione di deriva risulta:

$$n_\alpha = \frac{E}{W} = 28300$$

Equazione 2.8

d Centratori

Per permettere un posizionamento stabile e ripetibile delle sorgenti sui rivelatori che consentisse l'inserimento dei materiali utilizzati per l'attenuazione senza introdurre variazioni del resto del sistema, si sono progettati e realizzati (con tecniche di stampa 3D) diversi centratori in PLA. Questi centratori sono progettati in modo tale da incastrare sui bordi della finestra del rivelatore, lasciando uno spazio di 5 mm fra la parte più bassa della sorgente e il piano della finestra per l'inserimento degli attenuatori.

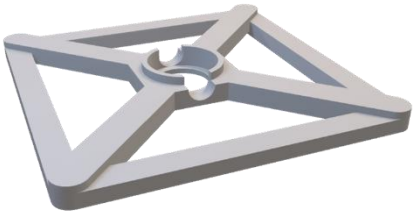

Figura 2.5 *Modello del centratore 4 realizzato col software di progettazione 3D Rhino 7.*

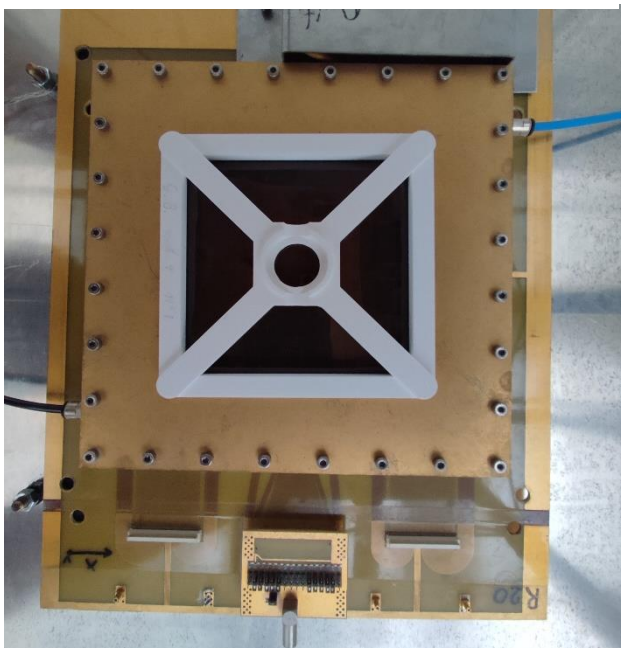

Figura 2.6 *Il centratore 4 sul rivelatore R20.*

e Attenuatori

Diversi materiali sono stati interposti fra sorgente e rivelatore per ridurre il flusso delle radiazioni incidenti, in particolare, si sono usati dei

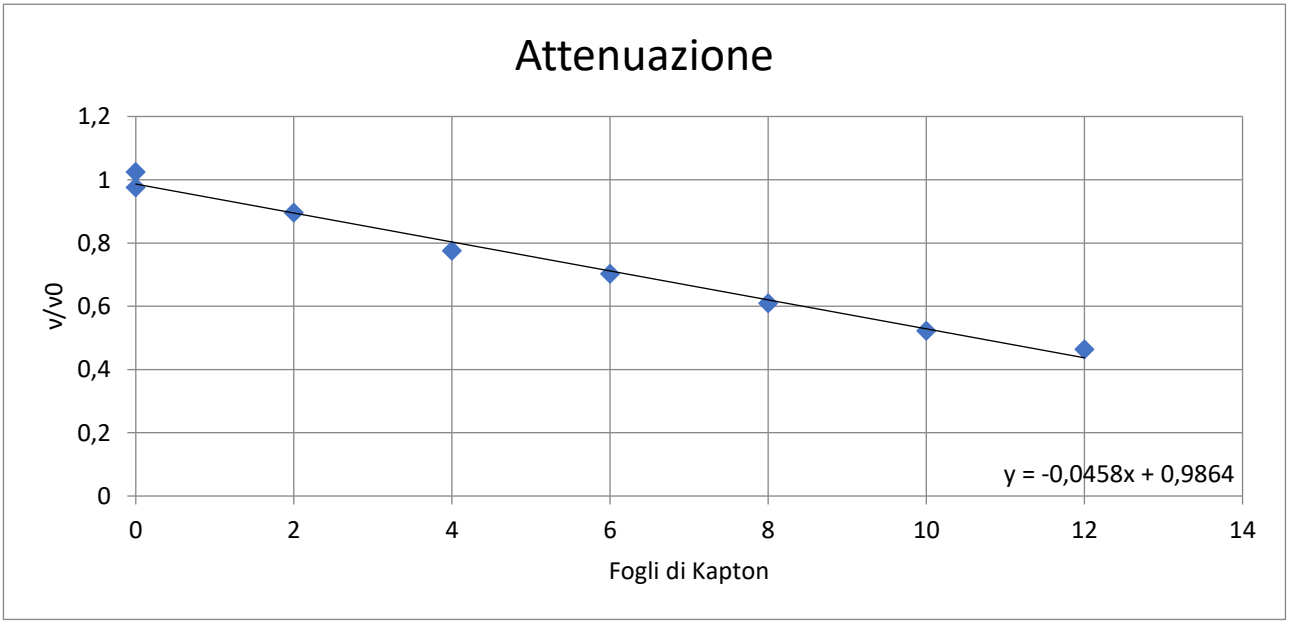

Figura 2.7 *Attenuazione osservata durante delle misure di guadagno con la miscela Ar, CO_2, iC_4H_{10} e il rivelatore R20 a 520 V di amplificazione, dove v0 è pari a circa 7,4 kHz.*

fogli di Kapton e di Mylar, in modo da poter variare rapidamente il livello di attenuazione variandone il numero.

Sono stati adoperati fino ad un massimo di 32 fogli di Kapton e di 12 fogli di Mylar. Si rimportano i dati delle attenuazioni calcolati per la sorgente di raggi X secondo la formula:

$$a = 1 - \frac{\nu}{\nu_0}$$

Equazione 2.9

Dove ν è la frequenza attenuata e ν_0 quella senza attenuazione.

Materiale	Frequenza	Attenuazione
Nessun Attenuatore	7383 Hz	0
16 fogli di Kapton	3019 Hz	0,591
31 fogli di Kapton	673 Hz	0,909
12 fogli di Mylar	160,5 Hz	0,9783

Tabella 2.2 *Attenuazione prodotta dai materiali usati maggiormente. Le frequenze sono quelle misurate per la sorgente di ^{55}Fe [paragrafo 3.3].*

f Gas

Sono state adoperate due miscele di gas, provenienti da bombole premiscelate della Nippon Gasses[43], entrambe composte al 93%[44] da Argon: i gas nobili vengono preferiti a causa della facile ionizzazione secondaria che permette di avviare valanghe a tensioni relativamente basse (2). Fra questi, l'Argon è relativamente disponibile ed economico, per cui il suo uso è estremamente comune nei rivelatori a gas.

Come si è accennato nella nota 23 [pagina 9], in presenza di un campo elettrico sufficiente a produrre moltiplicazioni, bisogna prevedere che molti atomi di Argon si trovino negli stati eccitati e che emettano fotoni da 11,6 eV (2) diseccitandosi. Si inserisce, allora, nella miscela un composto che assorba questi fotoni e ne

[43] Ex-Rivoira.

[44] In questo paragrafo le percentuali sono in moli.

disperda l'energia in modo innocuo. Nella prima miscela, il ruolo di assorbitore viene espletato dal 7% di CO_2, mentre nella seconda dal 5% di CO_2 unitamente al 2% di iC_4H_{10} (Isobutano).

La scelta delle miscele, oltre che da quanto esposto, dipende anche dalla necessità di contenere i rischi per la sicurezza, essendo alte concentrazioni di isobutano infiammabili[45].

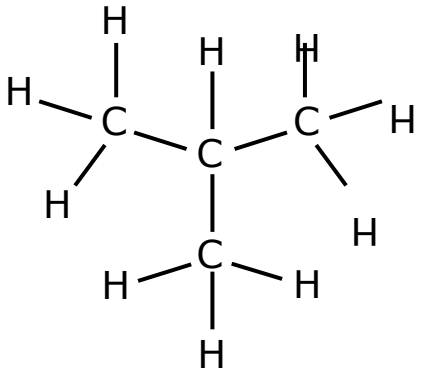

Figura 2.8 *Formula di struttura dell'Isobutano*

g Catena Segnali

I segnali raccolti dalle 116 strisce centrali del rivelatore vengono esposti su tre connettori Panasonic tipo P5KS. Nel corso dello studio, non essendo interessati alla risoluzione spaziale del rivelatore, i 116 canali sono stati collegati in parallelo, usando un'opportuna scheda di collegamento. Il segnale così ottenuto è stato inviato, tramite un cavo coassiale tipo NIM-CAMAC[46] della minima lunghezza necessaria, a un preamplificatore di carica caratterizzato da tempi di risposta molto piccoli e, quindi, idoneo a lavorare ad alte frequenze.

Il segnale così amplificato è stato inviato, a seconda della misura da effettuare, ad un amplificatore modulare NIM Ortec 572, o direttamente ad un analizzatore multicanale AMP TEK modello MCA8000D.

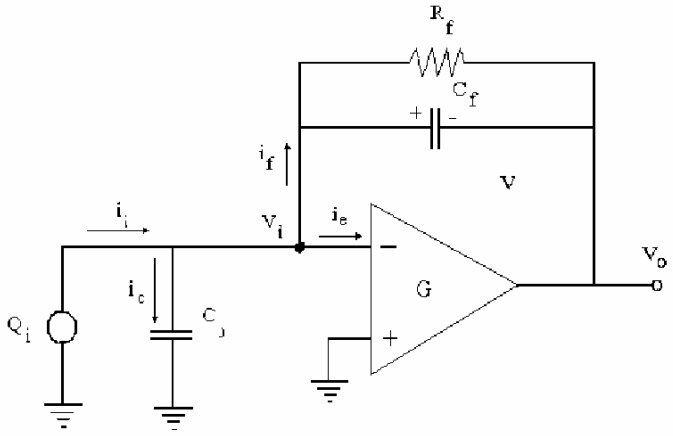

Figura 2.9 *Schema generale di un preamplificatore di carica.*

Quando il segnale veniva inviato all'amplificatore Ortec, questo veniva impostato col guadagno minimo di 20,5 e col minimo Shaping Time di 0,5 μs. L'uscita unipolare veniva mandata allo stesso analizzatore multicanale di cui sopra, mentre l'uscita bipolare veniva inviata ad un discriminatore LRS modello 621 CL, sempre

[45] Le norme di sicurezza in uso presso LHC considerano esplosiva una miscela con più del 2% di Argon.

[46] Faremo riferimento come connettore NIM, in altri testi può essere indicato come connettore "LEMO".

conforme allo standard NIM, gli impulsi del discriminatore venivano, infine, inviati al contatore CAEN N1145, ancora standard NIM.

h Monitor Ambientali

Per il monitoraggio dei parametri ambientali ci si è avvalsi di un insieme piuttosto eterogeneo di apparati: all'uscita del gas è collegato un gruppo di sensori capaci di misurarne la temperatura, l'umidità e la differenza di pressione con l'ambiente, in particolare:

- Manometro;
- Termometro;
- Igrometro.

Questi sensori sono collegati tramite porta USB a un computer per la registrazione dei dati[47].

Per il monitoraggio dei parametri del laboratorio (cruciale la pressione), si è fatto ricorso ad un Raspberry Pi Zero W collegato, tramite protocollo i2C e una scheda di prototipazione realizzata allo scopo[48], a un barometro e un termometro digitali, in particolare:

- Barometro assoluto Bosh Sensortec BMP280, accuratezza assoluta ± 1 hPa e relativa ± 0,12 hPa[49];
- Termometro.

Ulteriormente, come sistema ridondante per timore di difetti di funzionamento di quanto sopra descritto, si è deciso di posizionare una webcam che lo fotografasse automaticamente un barometro presente nel laboratorio.

2.2 Software

a Ambiente Root

Per l'analisi degli spettri si sono usate alcune funzioni dell'ambiente Root, sviluppato dal CERN per la gestione e l'analisi dei dati scientifici. Anche se il suo linguaggio di programmazione nativo è il C++, le recenti versioni di Root si integrano con

[47] Si veda la sezione software.

[48] Inizialmente si è adoperata una basetta sperimentale con dei cavetti DuPont, ma si è preferito realizzare una connessione più stabile e resistente.

[49] Tale barometro contiene anche un termometro, ma questo è inteso solo per il calcolo delle correzioni, essendo riferito alla temperatura del circuito integrato e non è indicato per il monitoraggio della temperatura ambientale.

l'interprete ufficiale dei Python, permettendo di sfruttare tutte le funzionalità dell'ambiente e la sua elevata velocità di esecuzione.

b Python 3

Si è scelto di utilizzare questo linguaggio di programmazione per la stesura dei programmi utilizzati durante il lavoro. Python è il terzo linguaggio di programmazione più diffuso (dopo JavaScrip e HTML/CSS) (16), e velocizza molto le fasi di scrittura e di correzione del programma rispetto agli altri linguaggi di programmazione orientati ad oggetti.

La velocità di esecuzione non è, certamente, fra le più alte, ma la possibilità di sfruttare gli elementi dell'ambiente Root per i compiti più gravosi (si pensi al calcolo iterativo dei parametri di regressione) ha alleviato significativamente questo problema. In definitiva, la mole dei dati da analizzare, confrontata con la capacità di calcolo del calcolatore utilizzato, ha reso triviale qualunque ulteriore ricerca di ottimizzazione.

c Programmi

Per la gestione del comparatore multicanale si è utilizzato il programma Amptek DppMca, fornito dal produttore dell'analizzatore.

Per la gestione dei sensori di temperatura, umidità e differenza di pressione del gas, si è usato un programma di registrazione implementato in LabView. Analogamente, un programma LabView ha permesso la gestione dell'alimentatore di alta tensione.

3 Metodi di Misura

3.1 Calibrazione

Il preamplificatore in dotazione è stato calibrato per determinare la capacità equivalente del sistema composto dal rivelatore e dal preamplificatore. A questo scopo, il preamplificatore di carica è dotato di un ingresso di calibrazione collegato all'ingresso del segnale tramite un condensatore da un picofarad. Quando si applica una tensione a quest'ingresso, allora, la polarizzazione del condensatore di calibrazione comporta la somministrazione di una carica nel ramo di circuito fra il rivelatore e l'entrata dell'amplificatore, si ha:

$$Q = V_{cal} \cdot C_{cal}$$

Equazione 3.1

Dove V_{cal} è la tensione applicata all'ingresso di calibrazione e C_{cal} è la capacità del condensatore di calibrazione (nel nostro caso 1 pF).

La carica così prodotta, proprio come il segnale vero, si accumula nella capacità del rivelatore, oltre che in quelle del preamplificatore, e quindi è essenziale che questa operazione venga effettuata con il rivelatore connesso al preamplificatore[50].

Collegando all'ingresso di calibrazione il generatore di segnali, si sono inviati impulsi negativi della durata di 1,5 µs, alla frequenza di 10 kHz, con varie tensioni. Tramite l'analizzatore multicanale[51], si sono studiate le tensioni del segnale in uscita e si è ricavato un andamento lineare per una vasta regione di lavoro:

[50] Si è impostata una tensione di alimentazione di 0 V durante questa procedura in modo da non avere segnali dovuti ad eventi di ionizzazione né alle fluttuazioni di tensione degli elettrodi.

[51] Si poi effettuati dei fit gaussiani degli spettri usando una versione semplificata del programma allegato in appendice A.1.

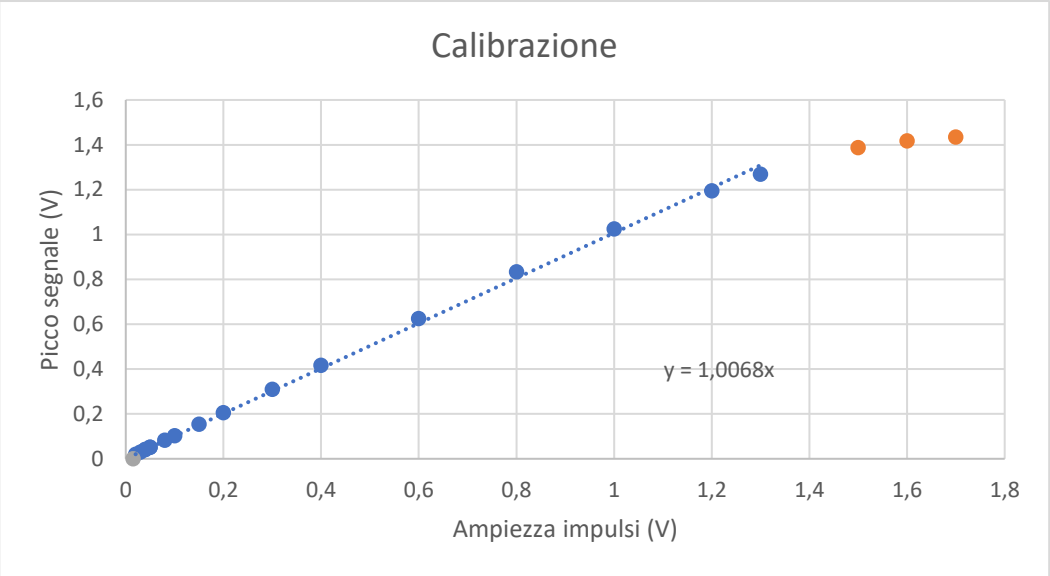

Figura 3.1 *Curva di calibrazione del preamplificatore, segnale in uscita rispetto a quello in entrata, scale in V.*

Escludendo i valori in parziale saturazione, si trova:

$$V_{pre} = 1{,}007 \cdot V_{cal} = \frac{1{,}007}{C_{cal}} Q = \frac{Q}{0{,}9930 \cdot C_{cal}} = \frac{Q}{C_{eq}}$$

Equazione 3.2

Dove V_{pre} è la tensione del segnale uscito dal preamplificatore, V_{cal} è quella applicata dal generatore di segnali, C_{cal} è la capacità di calibrazione, Q è la carica presente sul ramo di lettura e la capacità equivalente del sistema composto dal rivelatore e dal preamplificatore vale:

$$C_{eq} = 0{,}9930 \cdot 10^{-12} F$$

Equazione 3.3

3.2 Ampiezze dei segnali

Per la misura del guadagno del rivelatore, si farà spesso riferimento al metodo *dei picchi*, che sarebbe più corretto definire "di analisi spettrale", poiché si basa sulla stima dell'ampiezza dei segnali che corrispondono al canale di ionizzazione con l'emissione dell'elettrone Auger (quando rivelatore è irraggiato con il ^{55}Fe) dallo spettro acquisito dall'analizzatore multicanale. L'ampiezza di segnale da stimare corrisponde all'emissione di due elettroni e quindi alla posizione del picco più a destra in figura 3.2.

a Centroidi

Il metodo più veloce per ottenere questa misura consiste nell'uso del programma di acquisizione stesso, che permette di calcolare il centroide di una regione selezionata dall'utente.

Questo approccio, quando la selezione dell'area di interesse viene effettuata con sufficiente cura, permette di misurare l'ampiezza dei

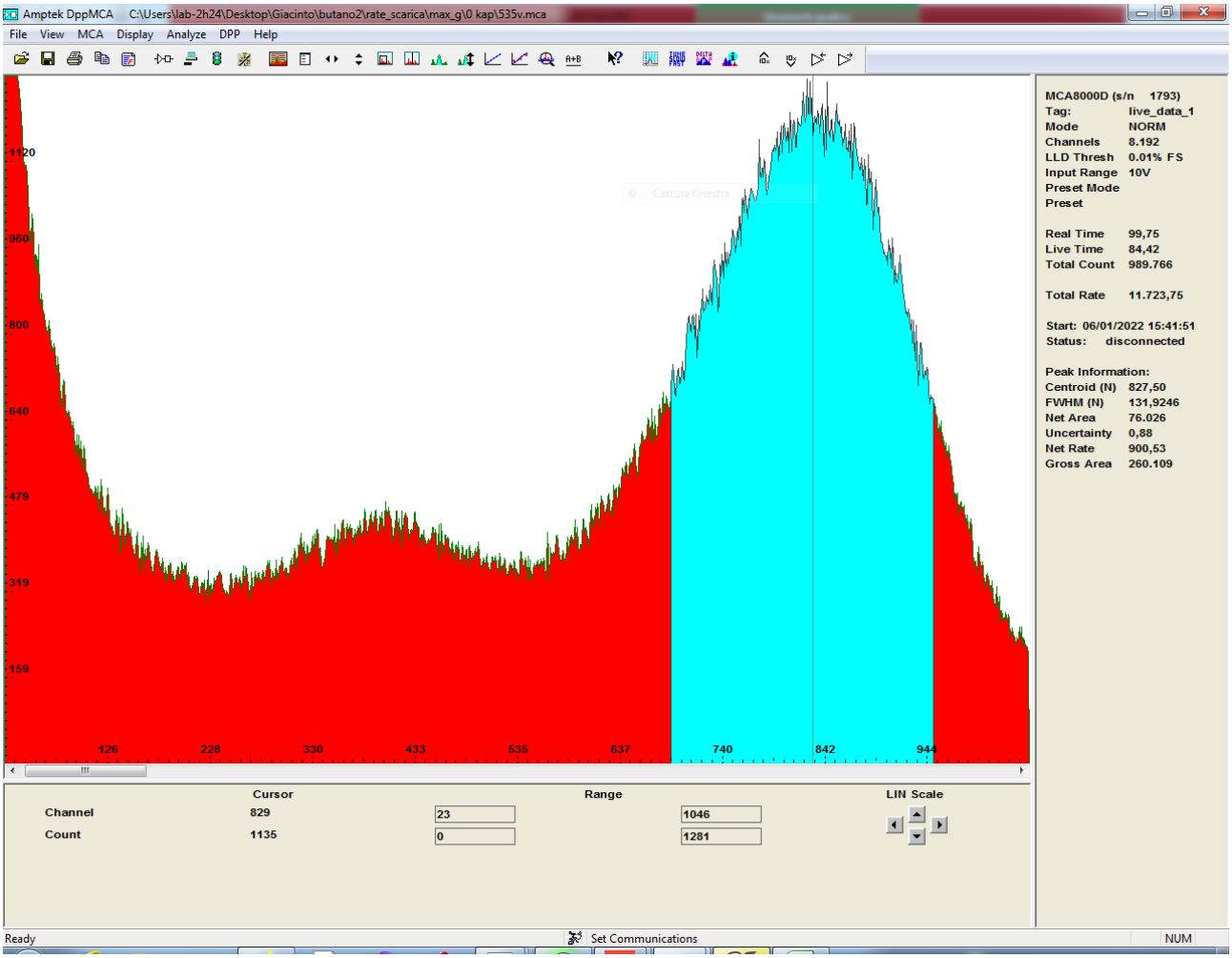

Figura 3.2 *Esempio di ricerca dei massimi spettrali con AmptecK DppMCA, sfruttando la tecnica dei centroidi.*

segnali anche quando lo spettro è fortemente degradato[52]:

b Regressione

Un metodo alternativo, che comporta una minore dipendenza dall'abilità dell'utente, consiste nel "Curve fitting", ovvero nella ricerca di una curva di regressione idonea. Allo scopo si è sviluppato un semplice applicativo [appendice A.1] in Python 3 che sfrutta alcune librerie dell'ambiente Root per effettuare la regressione. La funzione matematica da adattare è stata costruita sommando due gaussiane (una per ciascuno dei canali di ionizzazione del 55Fe) e una funzione esponenziale (per i canali alternativi[53],

[52] Ad esempio, se uno degli amplificatori è in saturazione o se sono presenti fenomeni di scarica intermittenti che inducono segnali.

[53] Si pensi ai fotoni ad energia differente che possono essere emessi.

il rumore o eventi che escano dalla regione lineare del preamplificatore).

Prima di poter effettuare la regressione con una funzione così complessa, è necessario disporre di dei valori iniziali dei parametri; all'uopo si è provveduto ad individuare manualmente le regioni in cui sono prevalenti i contributi di ciascuna gaussiana e della curva esponenziale decrescente, inseriti in un opportuno file di testo. Il programma sviluppato ha allora potuto eseguire prima tre distinte regressioni con le funzioni elementari (circoscrivendo lo studio alle regioni individuate), per poi passare i parametri alla successiva regressione complessiva.

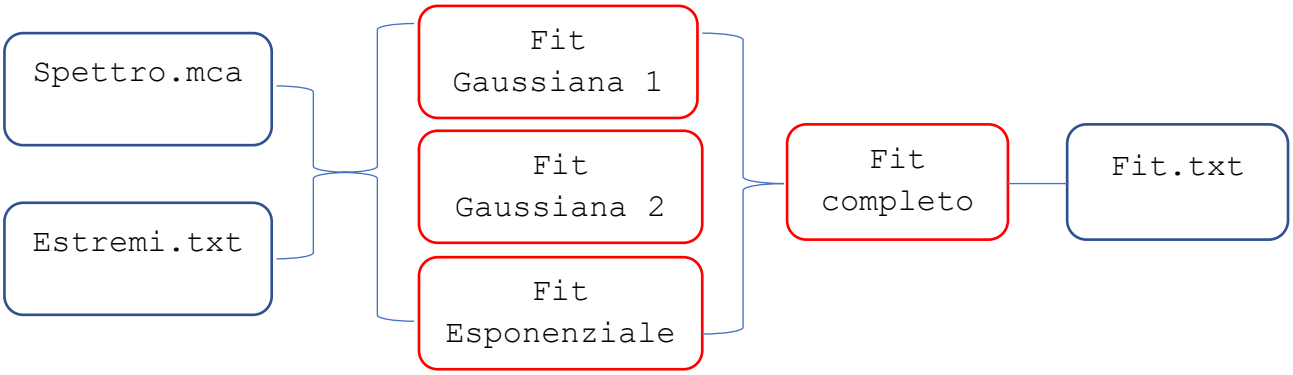

Figura 3.3 *Funzionamento del programma Fit1.5, in blu i file, in rosso i fitting.*

Una volta ottenuti i parametri iniziali, si esegue la regressione della funzione complessiva e i parametri trovati possono essere salvati un file di testo.

La grandezza di interesse per il nostro studio è, di nuovo, la media della gaussiana centrata sui valori maggiori, legata agli eventi col massimo numero di elettroni primari, e il metodo, essendo basato su algoritmi di regressione automatizzati, dipende meno dall'utilizzatore[54]. Complessivamente questo metodo viene preferito ogni volta che gli spettri hanno l'andamento complessivo previsto.

[54] Anche se i parametri da inserire manualmente sono di più (bisogna individuare le quattro regioni di studio per ogni spettro), la scelta dei valori influenza meno drammaticamente il risultato.

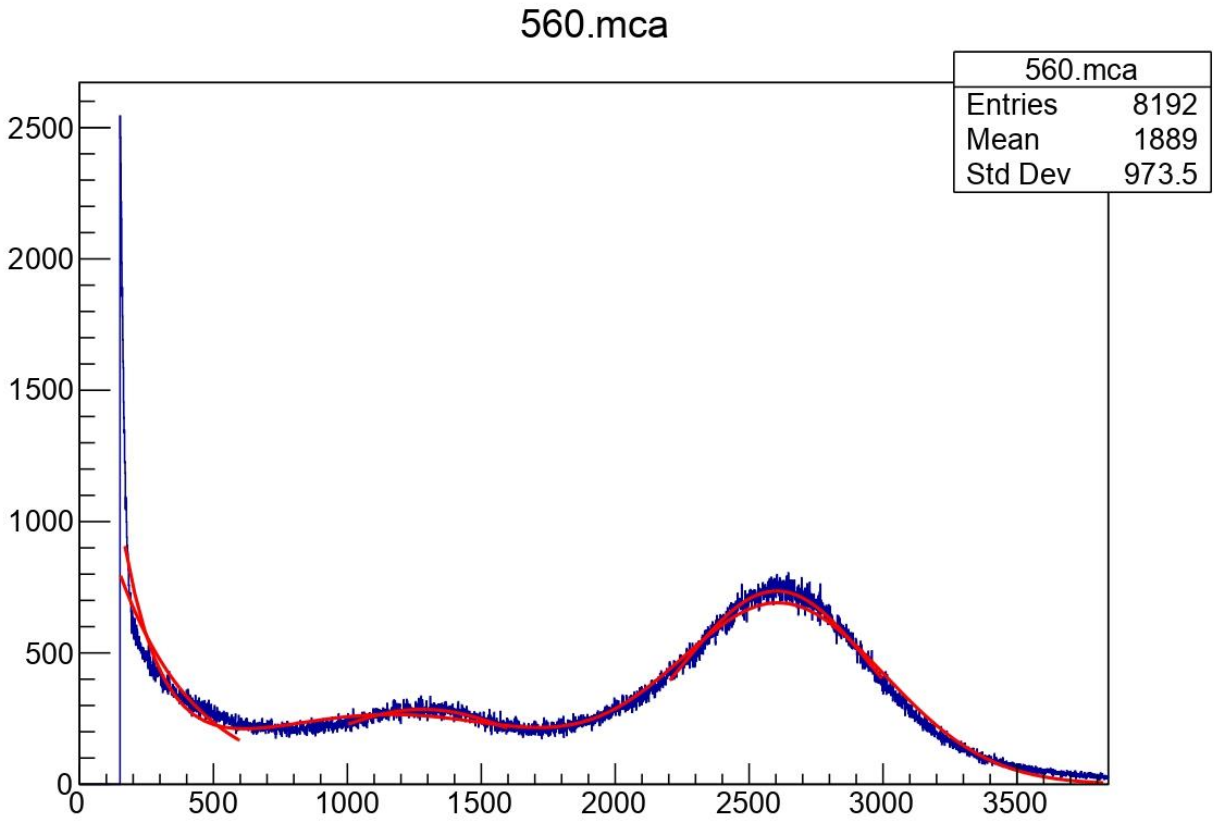

Figura 3.4 *Esempio di regressione su un file MCA. Si notino le quattro curve rosse dei tre fit iniziali e di quello complessivo finale.*

In modo del tutto analogo, si è sviluppata una variante del programma informatico che effettua una sola regressione con una sola gaussiana, questa è stata usata durante la calibrazione del preamplificatore [paragrafo 3.1].

3.3 Frequenze

Per la misura delle frequenze si è inviato il segnale dal preamplificatore di carica all'amplificatore spettroscopico, regolato sul minimo guadagno e tempo di risposta, dall'uscita bipolare dell'amplificatore, si è inviato il segnale al discriminatore, impostato su una soglia di 104 mV. Gli impulsi così formati sono stati inviati ad un contatore impostato per un periodo si 180 o 360 s e il loro numero, diviso per tale intervallo di tempo, ha permesso di ricavare la frequenza degli eventi.

a Incertezze di misura

Diverse incertezze affliggono la misura della frequenza con questo metodo.

Per prima cosa, al crescere delle frequenze, i tempi morti dell'elettronica (si pensi, ad esempio al minimo shaping time del

secondo stadio di amplificazione), comportano la perdita di una porzione via via crescente dei segnali.

In primo luogo, solo le strisce di lettura della zona centrale del rivelatore sono state collegate al preamplificatore, con un calo dell'accettanza geometrica che si stima intorno al 40%[55].In contrasto, vedremo che la misura delle correnti non può che essere su tutta l'area del rivelatore.

Inoltre, non può essere determinata una soglia di discriminazione univoca per via della struttura degli spettri che hanno una regione di decrescita esponenziale nella regione dei segnali più piccoli. La presenza di questi segnali è comunque legata alla presenza della sorgente e quindi non può essere attribuita a semplice rumore ed ignorata. La scelta del valore di soglia e stata, quindi, un compromesso fra queste necessità.

3.4 Correnti

Per la misura delle correnti assorbite dal rivelatore si è utilizzato l'alimentatore ad alta tensione che è in grado di misurare le correnti erogate con una risoluzione di 50 pA fino a un massimo di 2 µA e, per correnti superiori, con una risoluzione di 1 nA. Lo strumento può essere impostato su uno solo dei range; quindi, se il valore massimo della corrente eccede i 2 µA, anche se il valore istantaneo è inferiore, lo strumento avrà risoluzione di 1 nA.

I valori della corrente sono stati campionati con frequenza di 1 Hz e di queste misure si è effettuata la media su periodi di 180 o 360 s.

[55] In base ai dati di un prototipo simile di cui è stato possibile leggere separatamente tutte le strisce.

4 Dati e Analisi

4.1 Trasparenza

a Argon e Anidride Carbonica

Per determinare la curva di trasparenza con la miscela di Ar 93% e CO_2 7%, si è impostata la tensione di amplificazione di 520 V[56], si è posizionata la sorgente di ^{55}Fe sul rivelatore senza dispositivi di attenuazione e si sono registrati gli spettri e le correnti al variare del rapporto fra il campo di amplificazione e quello di deriva.

Si sono osservate tre regioni distinte: nella prima, con campo di deriva troppo alto, una certa quota delle cariche primarie segue le linee del campo elettrico che terminano sulla micro-rete. Quindi, gli elettroni non accedono alla regione di amplificazione. Si arriva ad una regione di plateau, in cui quasi tutti gli elettroni raggiungono la regione di amplificazione e le variazioni sono molto contenute. Infine, per rapporti fra i campi elettrici molto alti[57], si osserva una lenta perdita di cariche nella regione di deriva, perché le cariche iniziano a ricombinarsi in modo apprezzabile senza arrivare alla regione di amplificazione.

La curva di trasparenza così ricavata è stata usata sia per poter costruire le curve di guadagno in corrispondenza del massimo valore della trasparenza, sia per poter diminuire il numero di elettroni primari aumentando il campo elettrico di deriva.

[56] Che non desse problemi di scariche ma che amplificasse sufficientemente i segnali.

[57] E quindi tensioni catodiche molto basse.

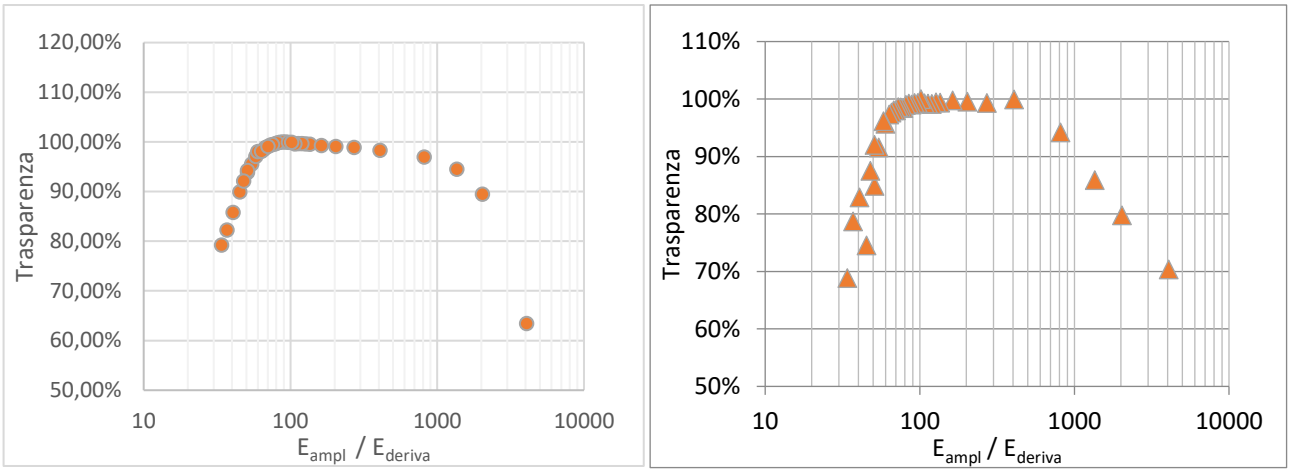

Figura 4.1 *Curve di trasparenza di R20 in base alla posizione dei picchi (sinistra) e alla corrente assorbita (destra). I valori sono espressi come percentuali del valore massimo; in ascisse il rapporto fra il campo di amplificazione e quello di deriva.*

b <u>Argon, Anidride Carbonica e Isobutano</u>

Analogamente, è stata costruita la curva di trasparenza per la miscela con il 2% di isobutano (Ar 93%, CO_2 5% e iC_4H_{10} 2%). In questa misura, la tensione di amplificazione è stata abbassata a 470 V per compensare il diverso numero di elettroni primari delle due miscele [paragrafo 1.1d] e mantenere una consistenza delle valanghe simile[58].

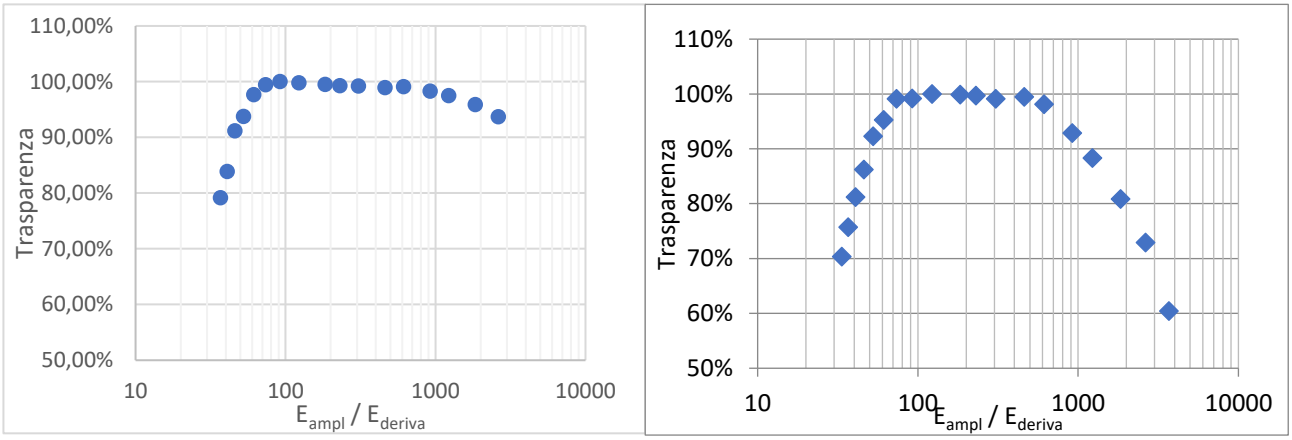

Figura 4.2 *Curve di trasparenza di R20 nella miscela Ar-CO_2-iC_4H_{10}. Calcolate con le posizioni dei picchi (sinistra)e con le correnti assorbite (destra), i valori sono in percentuale rispetto al massimo; in ascisse il rapporto fra il campo di amplificazione e quello di deriva.*

[58] Anche se siamo interessati solo alla variazione del campo di deriva, se fossimo in una regione limite del guadagno rischieremmo di incorrere in altri fenomeni di distorsione.

4.2 Guadagno

a R20 Argon e Anidride Carbonica

Per determinare il guadagno ai vari livelli di tensione di amplificazione, la tensione di deriva è stata tenuta fissa a 200 V[59], il guadagno in base alle correnti è stato calcolato secondo la formula:

$$G = \frac{I - I_0}{n_o e \cdot \nu} = \frac{I - I_0}{185 \cdot (1{,}602 \cdot 10^{-19} C) \cdot \nu}$$

Equazione 4.1

Dove I è la corrente assorbita dalle strip anodiche; I_0 quella assorbita in assenza della sorgente; n_0 è il numero medio di cariche prodotte da ogni radiazione [Equazione 1.18], in questo caso 185, e è la carica dell'elettrone e ν è la frequenza degli eventi.

Lo stesso dato può essere ricavato dallo studio della posizione del picco massimo nello spettro, secondo la formula:

$$G = \frac{C_{eq} \cdot p \cdot V_{max}}{n_0 \cdot e \cdot n_{tot}} = \frac{0{,}9930 \cdot 10^{-12}\, F \cdot 1\, V \cdot p}{202 \cdot 1{,}602 \cdot 10^{-19} C \cdot 8192} = 3{,}746 \cdot p$$

Equazione 4.2

In cui, C_{eq} è la capacità del rivelatore [paragrafo 3.1], p è la posizione del picco massimo dello spettro (espressa come numero dell'Analizzatore Multicanale), V_{max} è il fondo scala su cui è impostato l'Analizzatore, n_0 è il numero di cariche prodotte in media nelle interazioni in cui avviene anche l'emissione dell'elettrone Auger[60] e quindi vale 202, n_{tot} è il numero dei canali dell'Analizzatore e vale 8192.

[59] Il miglior valore secondo lo studio precedente.

[60] Perché questo metodo di misura sfrutta solo il picco massimo dello spettro.

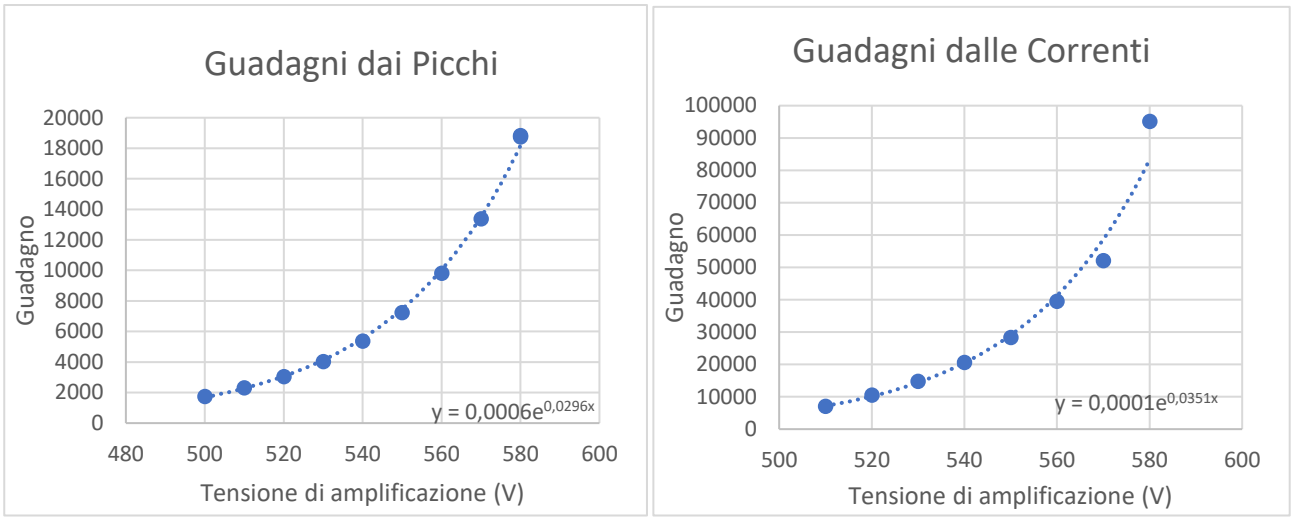

Figura 4.3 *Curve di guadagno per R20 nella miscela di argon e anidride carbonica.*

Come atteso, l'andamento del guadagno nella regione proporzionale è ben rappresentato da un andamento esponenziale. La discrepanza fra i due metodi è da attribuire, principalmente, alle incertezze sui valori del guadagno stimati tramite la corrente assorbita dal rivelatore e la frequenza di radiazione. Come descritto in [paragrafo 3.3], le misure di frequenza risentono di un'accettanza geometrica inferiore rispetto a quella degli elettrodi utilizzati per la misura della corrente, di un'incertezza sulla migliore tensione di soglia da impostare per il conteggio degli eventi che tenga conto dei segnali che popolano i bassi valori degli spettri, esponenzialmente più frequenti, che comunque contribuiscono alla corrente assorbita. Per questa ragione, si ritiene più affidabile la misura basata sulla posizione dei picchi.

b R20 Argon, Anidride Carbonica e Isobutano

Analogamente, selezionata la tensione di deriva di 150 V, che dava la massima trasparenza con questa miscela, si è calcolato il guadagno per la miscela Ar 93%, CO_2 5%, iC_4H_{10} 2%. Con l'unica accortezza di aggiornare il numero medio di elettroni primari a 203 per il picco Auger e a 186 per la media dei due picchi.

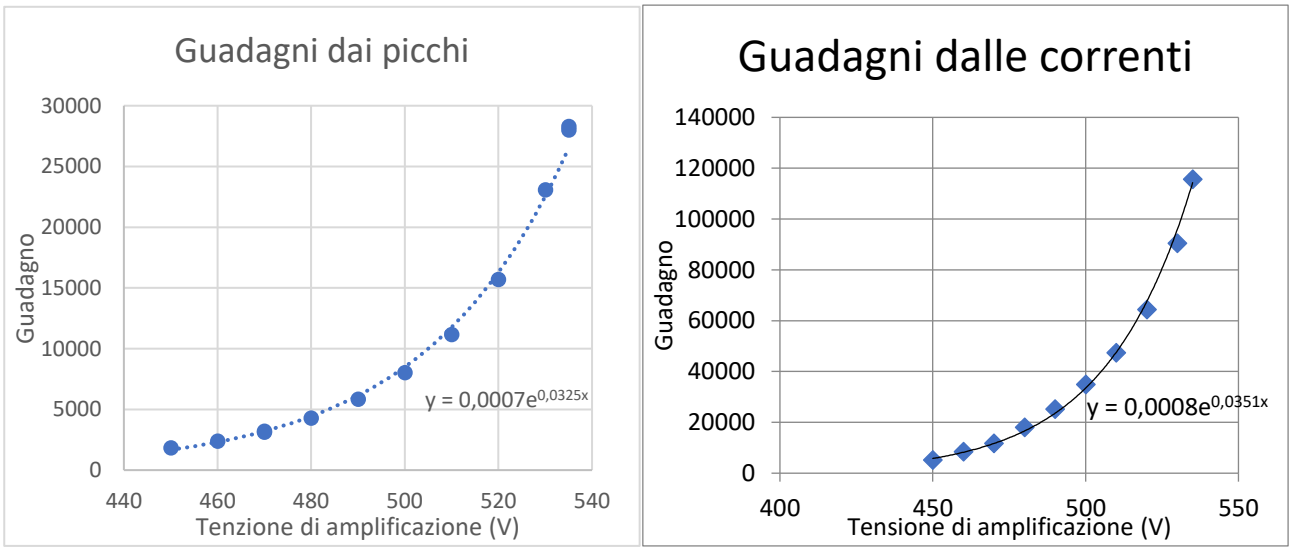

Figura 4.4 *Curve di guadagno di R20 nella miscela con il 2% di isobutano.*

Anche in questo caso, l'andamento esponenziale coincide con le attese, si noti che i valori dei guadagni sono più alti a parità di tensione e che è che si sono raggiunti valori di amplificazione maggiori prima dell'avvento su scala significativa delle scariche. Il metodo delle correnti è sempre meno affidabile per via della difficoltà di definire con precisione la frequenza degli eventi e per le differenti accettanze geometriche fra frequenze e correnti.

c NR1 Argon e Anidride Carbonica

Nel produrre la curva di guadagno di NR1, a causa della maggiore sensibilità alle scariche, si è esplorato un range di tensioni minore di quello studiato per R20:

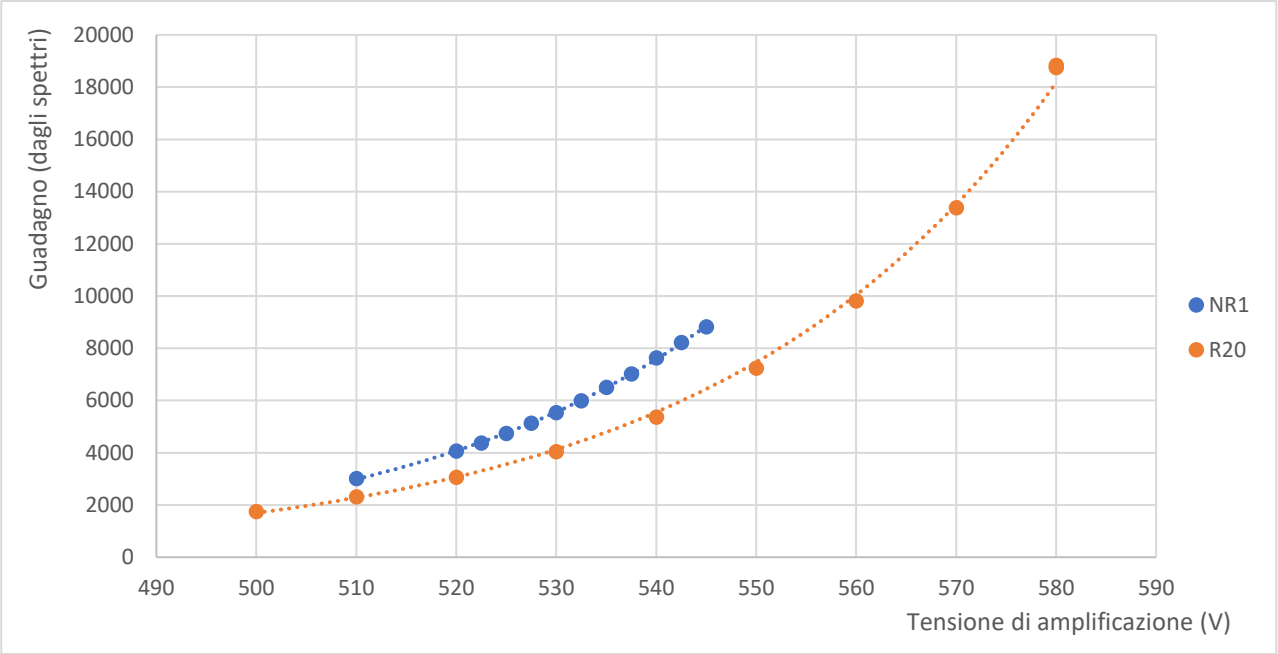

Figura 4.5 *Curve di guadagno di NR1 e R20 a confronto. Miscela di Ar 93% e CO_2 7%. Sorgente di raggi X di ^{55}Fe.*

Oltre alla necessità di limitare lo studio a valori di tensione più bassi, si osserva che NR1 ha guadagni maggiori a parità di tensione di amplificazione. Questo comportamento potrebbe essere giustificato dall'assenza di protezioni resistive nel rivelatore NR1, che in R20 comportano una riduzione della tensione di lavoro al crescere della corrente assorbita.

4.3 Dipendenza delle scariche dalla frequenza

Come si è detto in precedenza, la resistenza alle scariche è uno dei principali parametri presi in considerazione nello sviluppo di questo genere di rivelatori: la possibilità di lavorare a tensioni di amplificazione più grandi e a rate più alti è gradita per quasi ogni impiego immaginabile. Nel caso di R20, al crescere della tensione fra strisce anodiche e micro-rete, l'andamento delle correnti assorbite mostra un aumento progressivo fino a raggiungere il valore impostato nell'alimentatore come massimo, questo è molto diverso da quanto si osserva in NR1, le cui scariche comportano salti molto più marcati della corrente assorbita.

In queste misure si sono interposti vari materiali fra la sorgente di ^{55}Fe e il rivelatore, in modo da ridurre il flusso dei fotoni[61].

[61] Ricordiamo che, a meno di fenomeni di scattering, i fotoni superano un ostacolo calando di numero, ma senza variare l'energia del singolo; quindi, i fenomeni di ionizzazione sono i medesimi.

a Rivelatore resistivo R20

Mediante l'uso di attenuatori [paragrafo 2.1e], si è ridotta la frequenza incidente sul rivelatore. Si sono analizzati gli spettri ottenuti alla tensione di amplificazione di 520 V variando l'attenuazione:

$$a = 1 - \frac{\nu}{\nu_0}$$

Equazione 4.3

Dove ν_0 è la frequenza misurata senza attenuatori e ν quella attenuata, studiando gli spettri col metodo dei fit, si è ottenuto il seguente andamento:

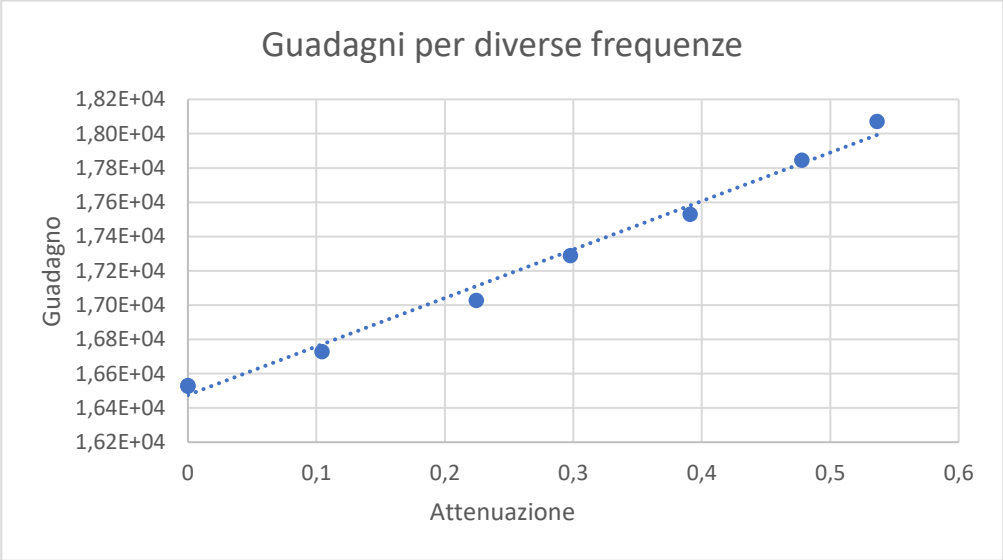

Figura 4.6 *Andamento del guadagno nella miscela di Ar, CO_2 e iC_4H_{10}, al variare della frequenza per R20 alla tensione di amplificazione di 520 V.*

L'aumento del guadagno osservato, rispetto al caso non attenuato, è del 9%. Una simile variazione potrebbe essere dovuta al materiale resistivo delle strisce anodiche che comporta una riduzione della tensione proporzionale alla corrente assorbita dal rivelatore, e quindi alla frequenza degli eventi. Un altro fenomeno che potrebbe contribuire a giustificare questa variazione riguarda, invece, il deposito di cariche su parti isolanti presenti nel rivelatore con conseguente perturbazione del campo elettrico.

Facendo salire le tensioni di amplificazione, si osserva, dal grafico delle correnti assorbite, la comparsa di fenomeni di scarica:

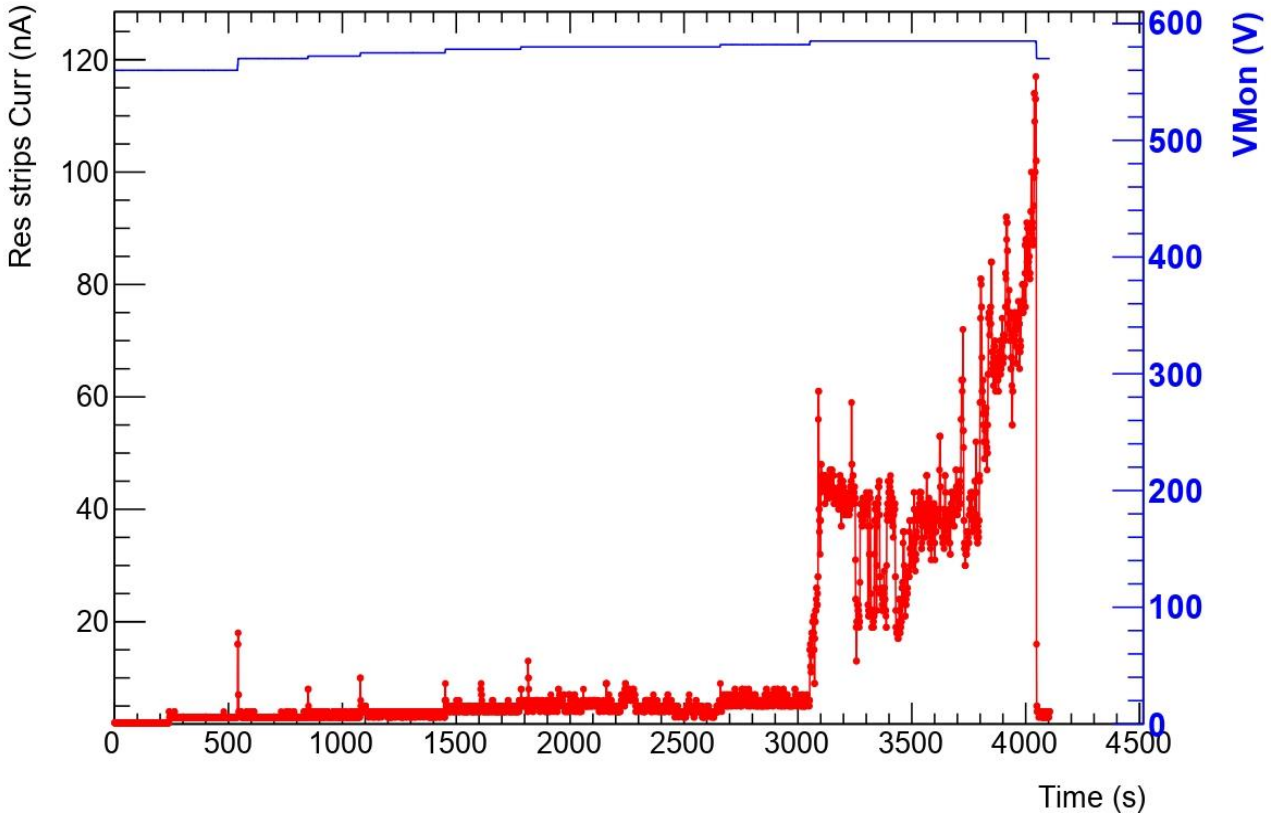

Figura 4.7 *Esempio di andamento della corrente di amplificazione di R20 con la sorgente di X attenuata da 12 fogli di Mylar [**Tabella 2.2**], si noti la relativa stabilità della corrente assorbita fra 3100 e 3300 secondi (e anche fra 3500 e 3800), malgrado sia un valore ben più alto del minimo toccato per quella stessa tensione.*

Volendo esaminare le correnti assorbite dal rivelatore nelle due regioni, si è scelto di studiarne l'andamento rispetto al guadagno, calcolato dallo studio degli spettri. Si sono osservate due regioni di funzionamento:

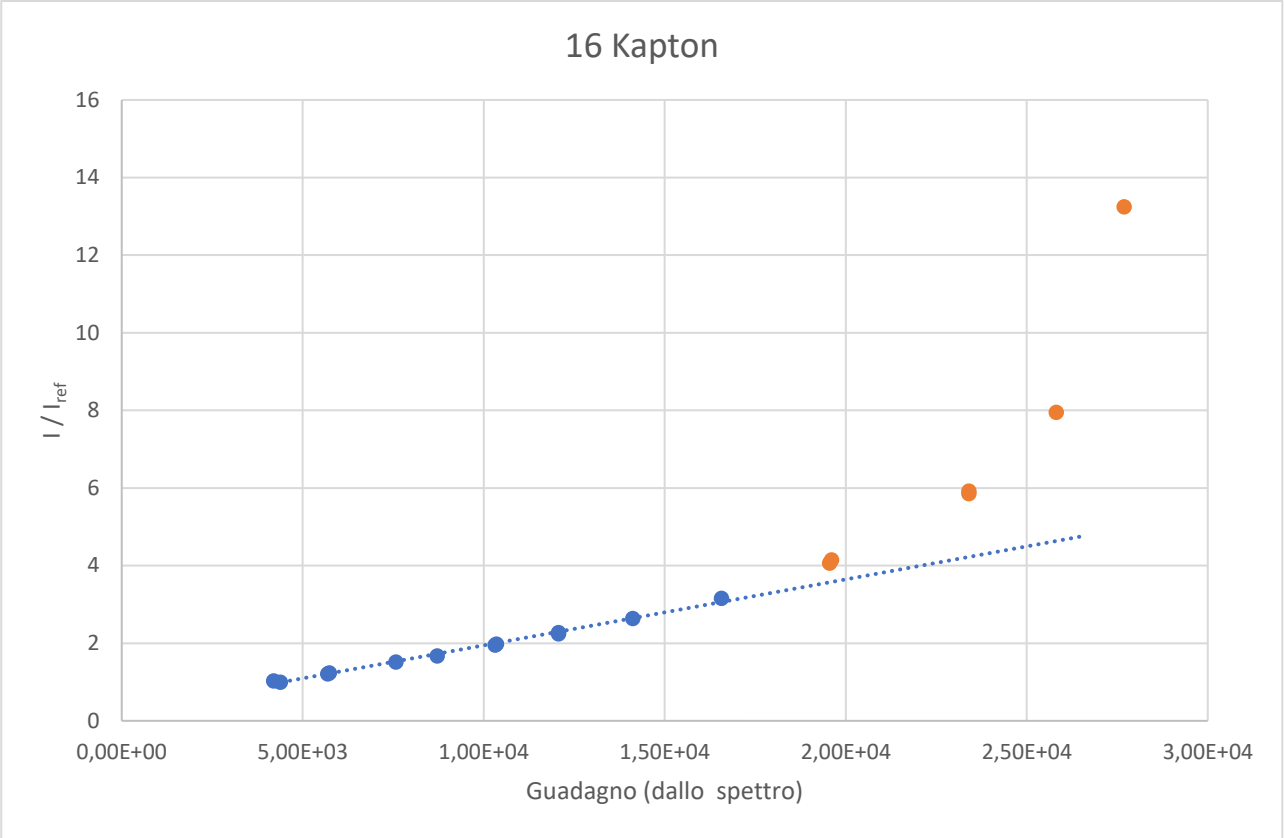

Figura 4.8 *Cambio di regime nel caso con 16 fogli di Kapton.*

Il cambiamento di pendenza, evidenziato dal diverso colore, potrebbe essere spiegato dall'insorgere di valanghe secondarie, ad esempio quando i fotoni generati dalla valanga riescono ad estrarre altri elettroni nel gas (dagli atomi del gas o dal catodo). Un analogo effetto può essere sortito dagli ioni che arrivino sul catodo con sufficiente energia cinetica.

Si passa al confronto degli andamenti per diverse frequenze di radiazione. Per minimizzare le variazioni dei parametri ambientali, si sono effettuate delle scansioni rapide nel corso del medesimo pomeriggio, con diversi spessori di attenuazione, misurando la posizione dei picchi (da cui il guadagno in ascisse) col metodo dei centroidi[62] e le correnti assorbite dal rivelatore. Assunto poi il valore della corrente a 560 V come unità, si è ottenuto il seguente andamento delle correnti relative:

[62] Gli spettri ai massimi guadagni sono troppo degradati a causa della presenza di scariche per utilizzare il metodo delle regressioni; quindi, si è preferito utilizzare il metodo dei centroidi per questo tipo di studio.

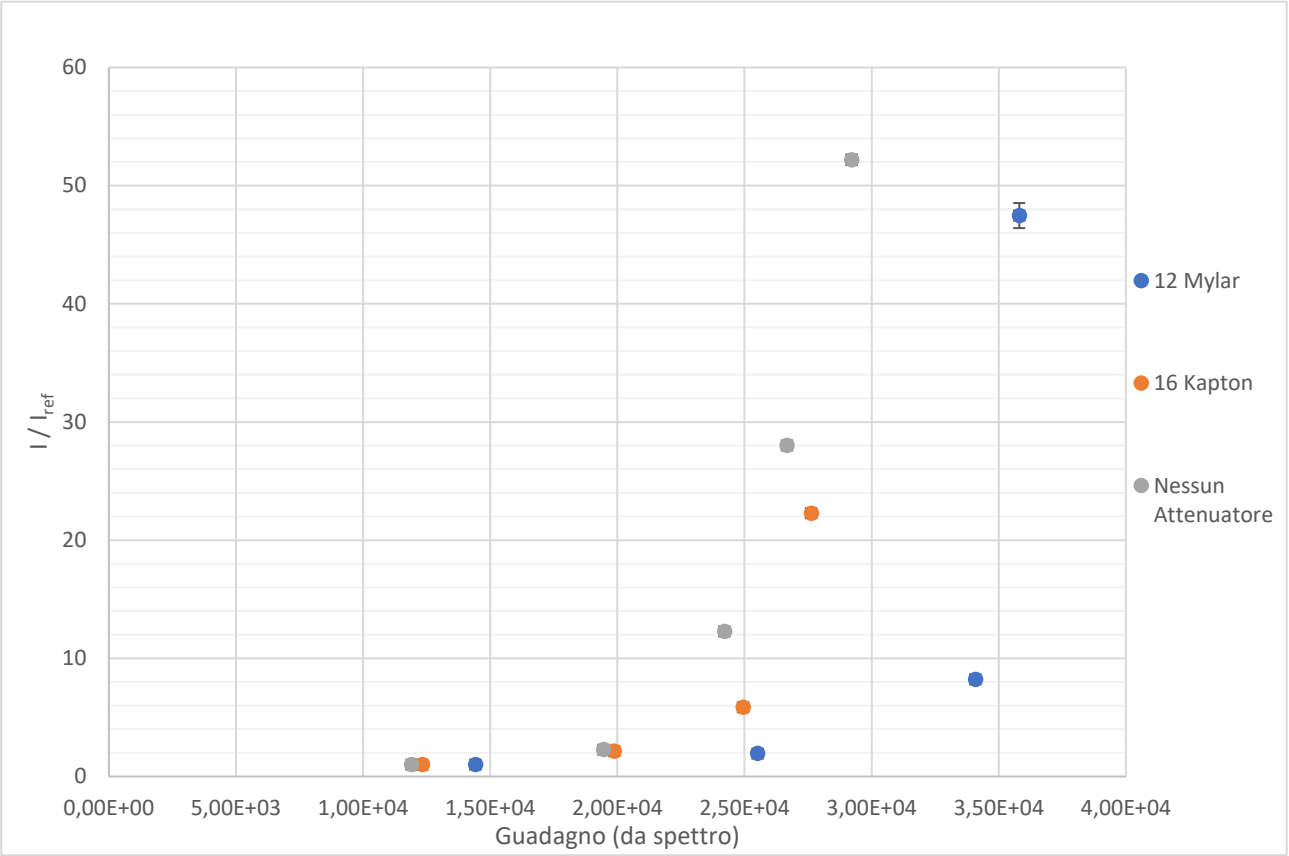

Figura 4.9 *Rapporto delle correnti media con quella misurata a 560 V, varie attenuazioni, misurate nello stesso pomeriggio.*

I valori del guadagno per cui la corrente inizia la salita brusca nella regione di scarica, sono via via più alti al ridursi della frequenza, in accordo con quanto atteso [paragrafo 1.2b].

Il confronto fra gli andamenti può essere effettuato in modo alternativo osservando l'andamento della deviazione standard delle correnti al variare del guadagno:

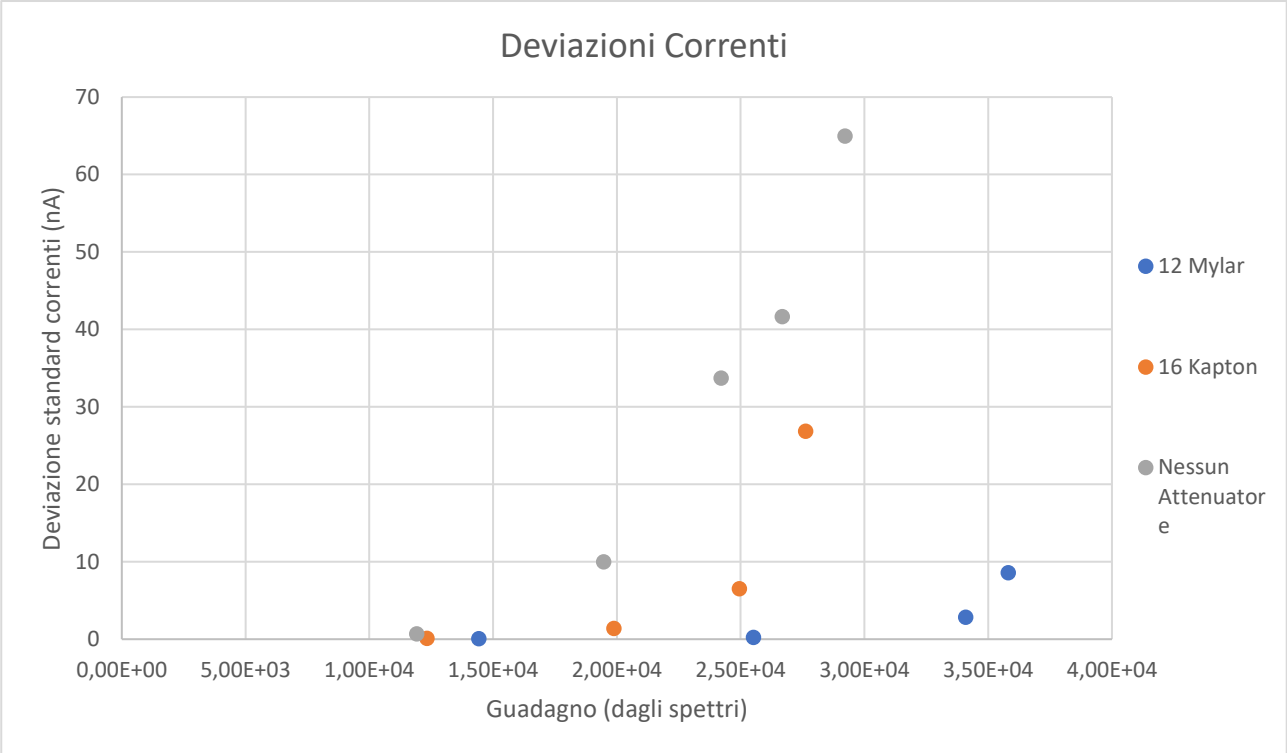

Figura 4.10 *Confronto fra gli andamenti delle deviazioni standard con diversi attenuatori al variare del guadagno (misurato col metodo delle regressioni).*

Se, da un lato, la deviazione standard della corrente appare come un naturale stimatore dell'intensità delle scariche, il rivelatore può restare in una condizione di scarica per diversi minuti e raggiungere un assorbimento sostenuto ma non erratico, conseguentemente, la deviazione standard può risultare bassa se le scariche producono un incremento a gradino della corrente per una durata confrontabile con quella del periodo oggetto della media.

b <u>Rivelatore non resistivo NR1</u>

Analogamente, sempre con la sorgente di ^{55}Fe, si è studiato il comportamento del rivelatore non resistivo NR1.

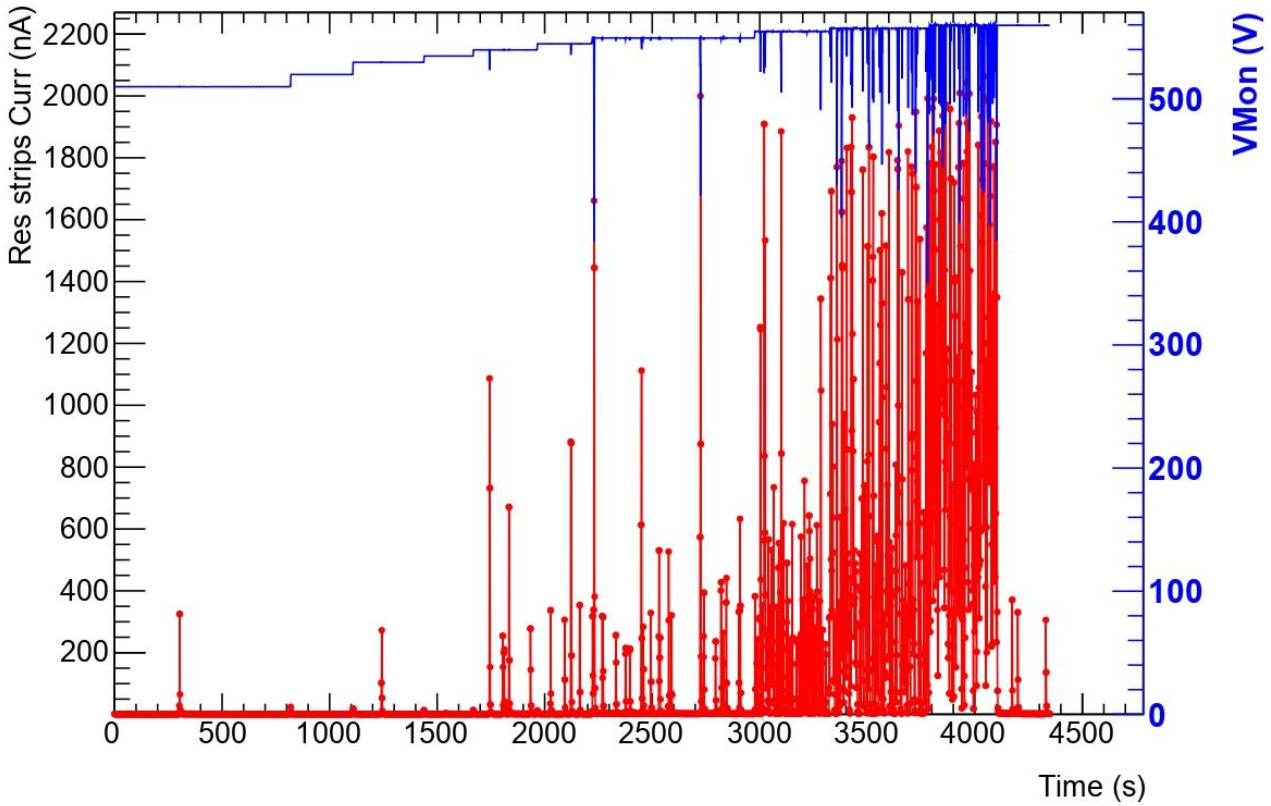

Figura 4.11 *Esempio di andamento della corrente assorbita dal rivelatore NR1, qui con la sorgente di raggi X, 12 fogli di Mylar di attenuazione, miscela di Ar e CO_2.*

L'assenza delle strip resistive in NR1 non permette di attenuare passivamente le scariche che si presentano come rapide ed ampie variazioni della corrente assorbita. Quando la corrente eccede il valore Iset dell'alimentatore, comporta un calo della tensione di amplificazione dal valore impostato e possibili danni al rivelatore. Pertanto, NR1 non può lavorare alle stesse tensioni di R20.

Di nuovo, si esprime la corrente assorbita dal rivelatore in rapporto con quella del primo punto riportato, in modo da osservarne le variazioni, e si assume come guadagno del rivelatore quello ricavato dallo studio dei picchi spettrali tramite il metodo dei centroidi.

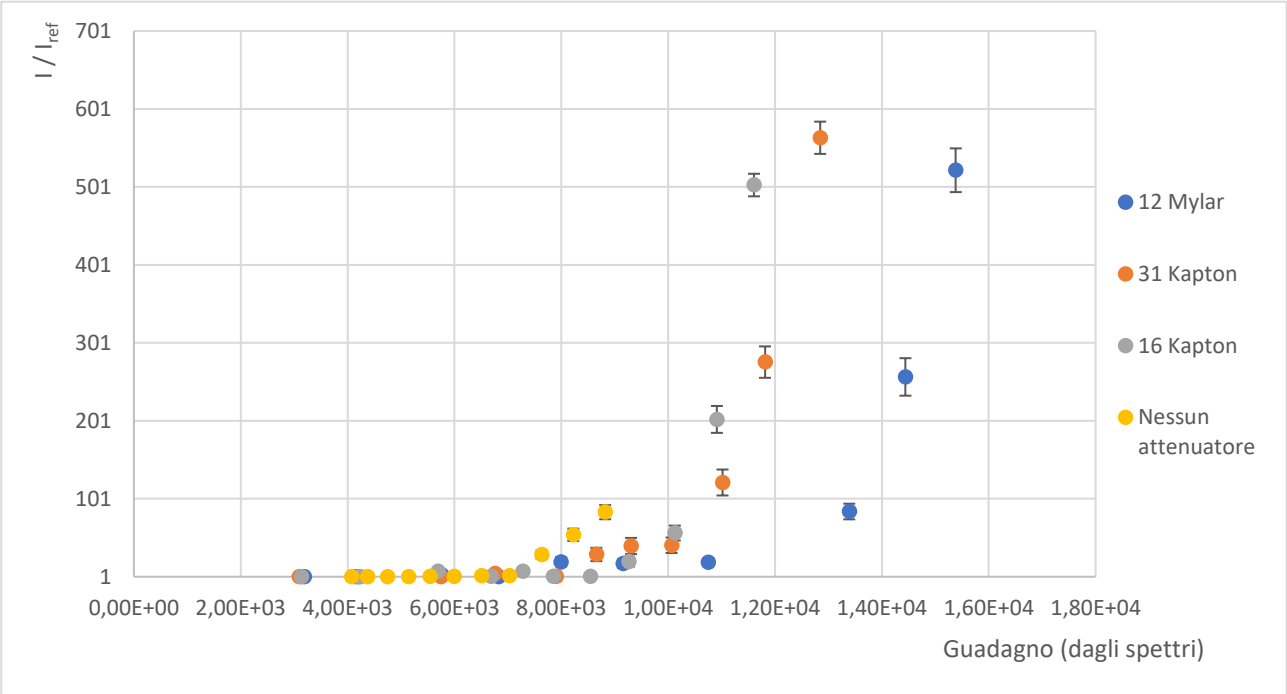

Figura 4.12 *Confronto, per vari livelli di attenuazione del flusso di raggi X, delle correnti medie assorbite (espresse in rapporto col valore minimo) al variare del guadagno ricavato dai picchi spettrali.*

In accordo con la teoria, anche in NR1 le scariche diventano rilevanti, con la conseguente impennata della corrente, a valori di amplificazione crescenti per frequenze di irraggiamento calanti.

Notiamo come le deviazioni standard delle correnti, propagate sul rapporto, diano delle incertezze molto più rilevanti di quelle di R20, cosa che è anche evidente dall'osservazione dei valori raggiunti della deviazione standard della corrente assorbita:

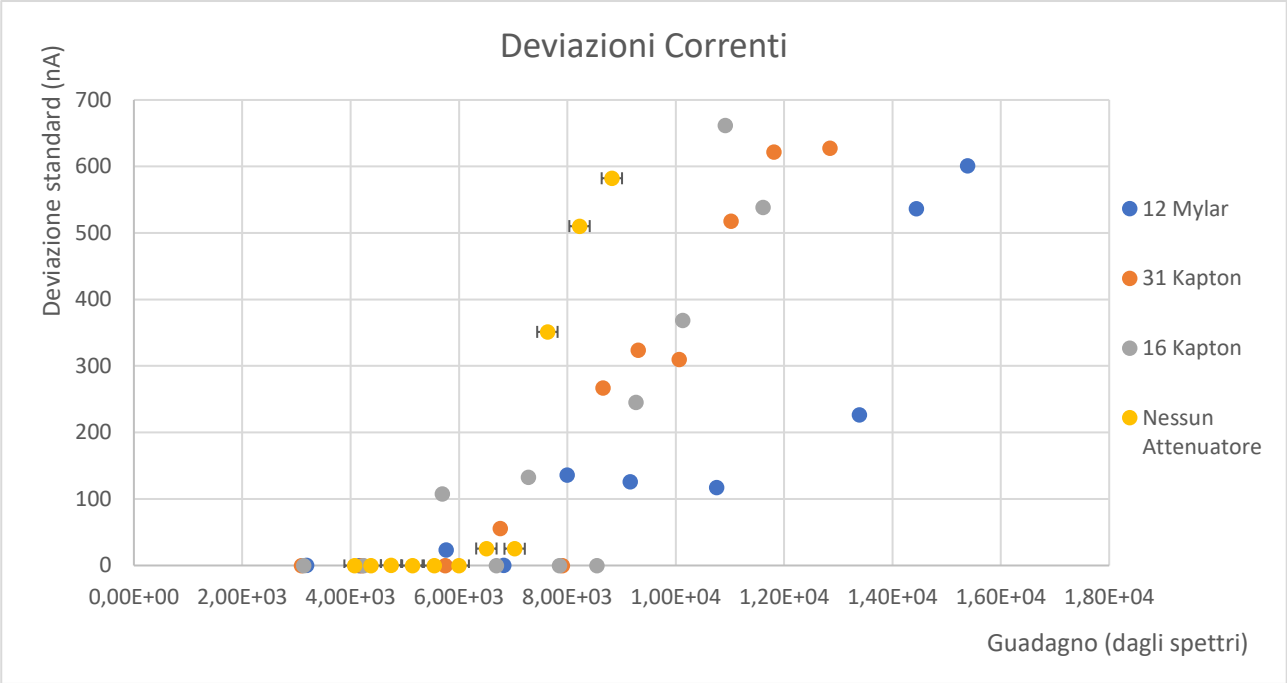

Figura 4.13 *Confronto degli andamenti delle deviazioni standard delle correnti assorbite da NR1 al variare del guadagno, vari livelli di attenuazione.*

Il fatto che le scariche, anche a bassi guadagni, siano molto intese, anche se meno frequenti, combinato con la necessità di contenere i tempi di acquisizione[63], spiega una certa irregolarità nelle crescite della deviazione standard.

4.4 Dipendenza delle scariche dal numero dei primari

Poiché la probabilità di formazione delle scariche dipende dalla dimensione raggiunta dalla singola valanga di moltiplicazione, ci si aspetta che dipenda fortemente dal numero di elettroni primari formati per ionizzazione nella regione di deriva e che vengono poi moltiplicati nella regione di amplificazione. A sua volta questo numero dipende dalla radiazione analizzata e dal gas.

Le differenze nel numero di elettroni primari fra le due miscele di gas sono molto contenute, ma si è sfruttata una riduzione deliberata della trasparenza [paragrafo 4.1] per diminuire il numero di elettroni immessi nella regione di amplificazione. Per aumentare, invece, il numero di elettroni primari si è utilizzata la sorgente di particelle α, anche con essa una ulteriore variazione è stata ottenuta abbassando la trasparenza.

[63] Non è raccomandabile lasciare il rivelatore in scarica per più di pochi minuti.

a Rivelatore resistivo R20

Senza inserire materiali fra la sorgente di ^{55}Fe e il rivelatore, si è sfruttata la discesa della curva di trasparenza a bassi rapporti fra campo di amplificazione e campo di deriva per ridurre il numero di elettroni primari. Questa perdita di trasparenza è spiegata dall'aumento del campo elettrico presente fra catodo e micro-rete, che porta le cariche verso elettrodi non collegati alla lettura.

A partire da differenze di potenziale fra catodo e micro-rete di 1500 V si sono osservati fenomeni di scarica fra questi due elettrodi, si è quindi limitato lo studio al valore di 1200 V (corrispondente a un calo del 48% della trasparenza[64]) e al consueto valore di riferimento di 200 V.

Per questi valori si è studiato l'andamento delle correnti assorbite e delle ampiezze dei segnali al variare della tensione di amplificazione fra 560 e 588 V. Le misure sono state prese nel medesimo pomeriggio in modo da minimizzare gli effetti di altri parametri.

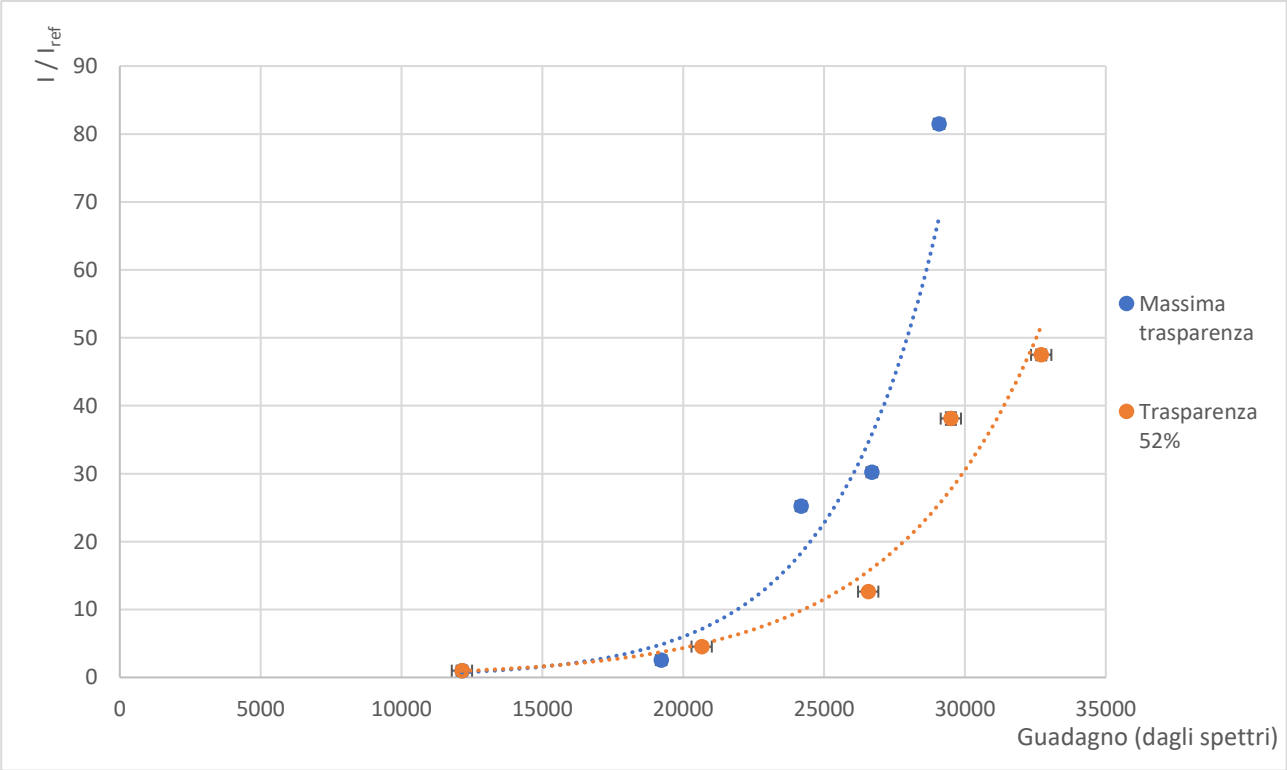

Figura 4.14 *Andamento del rapporto delle correnti medie assorbite da R20 per diversi valori di trasparenza, in ascisse il guadagno dal metodo dei centroidi. Le correnti sono relative ai valori misurati a 560 V.*

[64] Che è stata determinata dalla variazione dell'ampiezza del segnale alla tensione di riferimento di 560 V.

In accordo con quanto atteso, la curva delle correnti sale per guadagni più bassi nel caso della massima trasparenza rispetto a quello della trasparenza ridotta al 52%.

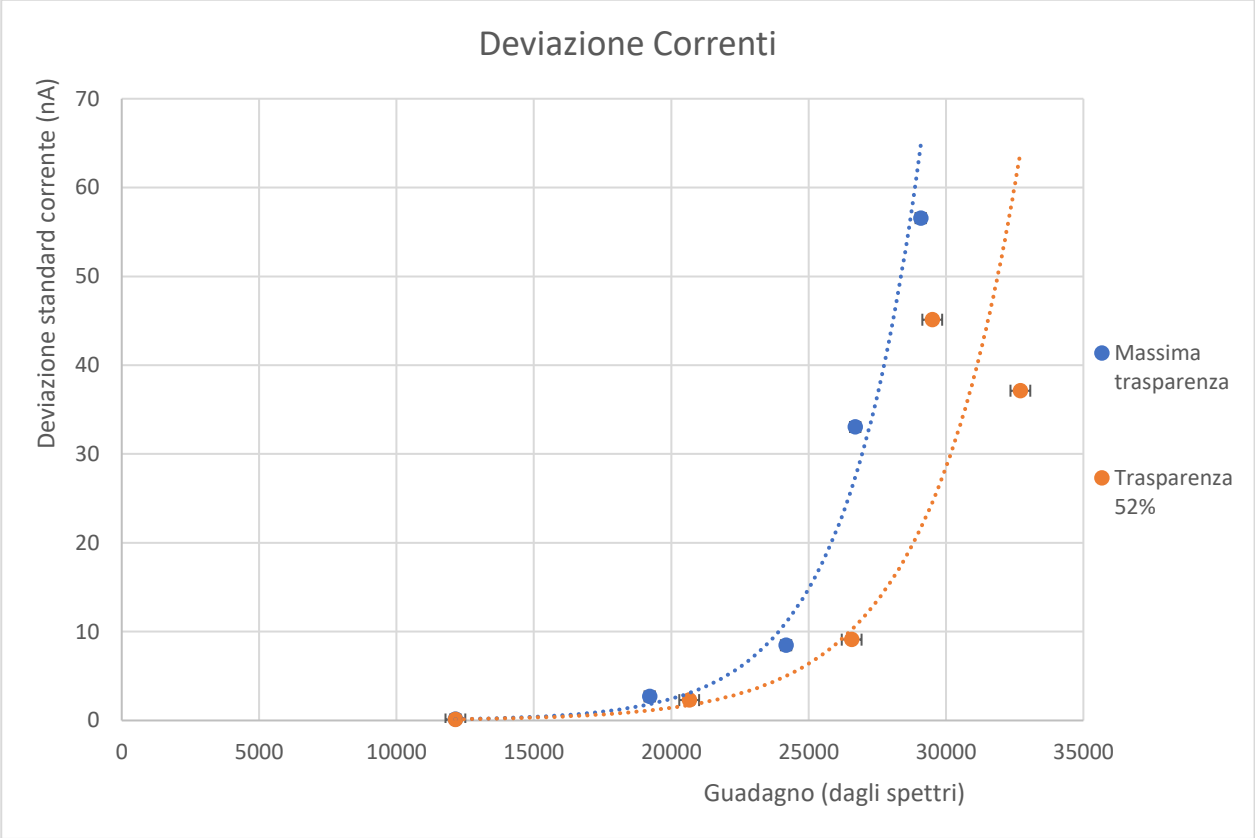

Figura 4.15 *Andamento delle deviazioni standard delle correnti per diversi valori di trasparenza, in ascisse i guadagni dal metodo dei centroidi.*

In R20, si osserva che, quando il numero di primari è minore (serie trasparenza 52%), le scariche iniziano ad influenzare significativamente le prestazioni del rivelatore a guadagni più alti.

b <u>Rivelatore non resistivo NR1</u>

Per il rivelatore non resistivo NR1, con la sorgente di raggi X di ^{55}Fe, si è proceduto in modo analogo: Il campo elettrico fra catodo e micro-rete è stato aumentato fino ad abbassare la trasparenza del 45% e si è confrontato l'andamento con quello ottenuto alla massima trasparenza:

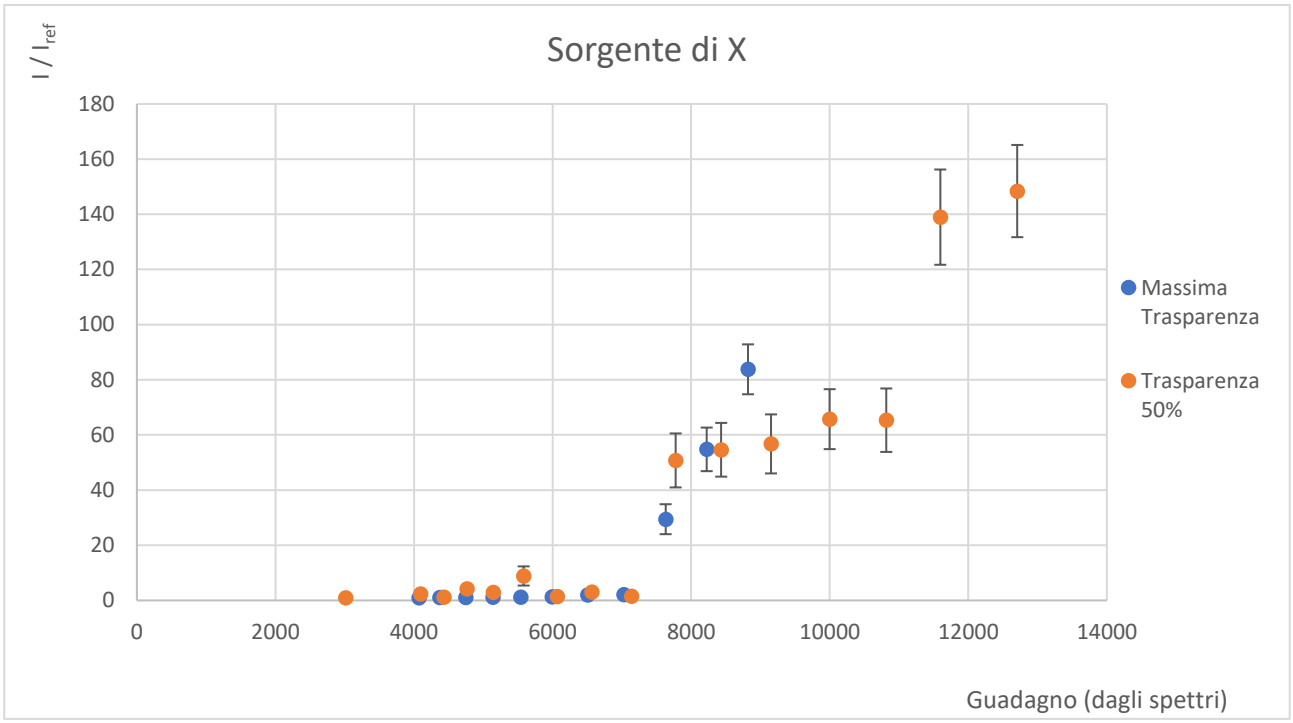

Figura 4.16 *Confronto fra gli andamenti dei rapporti delle correnti medie assorbite da NR1 con sorgente di raggi X a diversi valori di trasparenza. Le correnti sono espresse in rapporto al primo valore.*

Nel caso di NR1 (che subisce forti variazioni di corrente per effetto delle scariche), l'andamento, pur mostrando qualitativamente una differenza fra i due numeri di primari, non permette di evidenziare un chiaro spostamento del massimo guadagno. Né lo permette lo studio delle deviazioni standard.

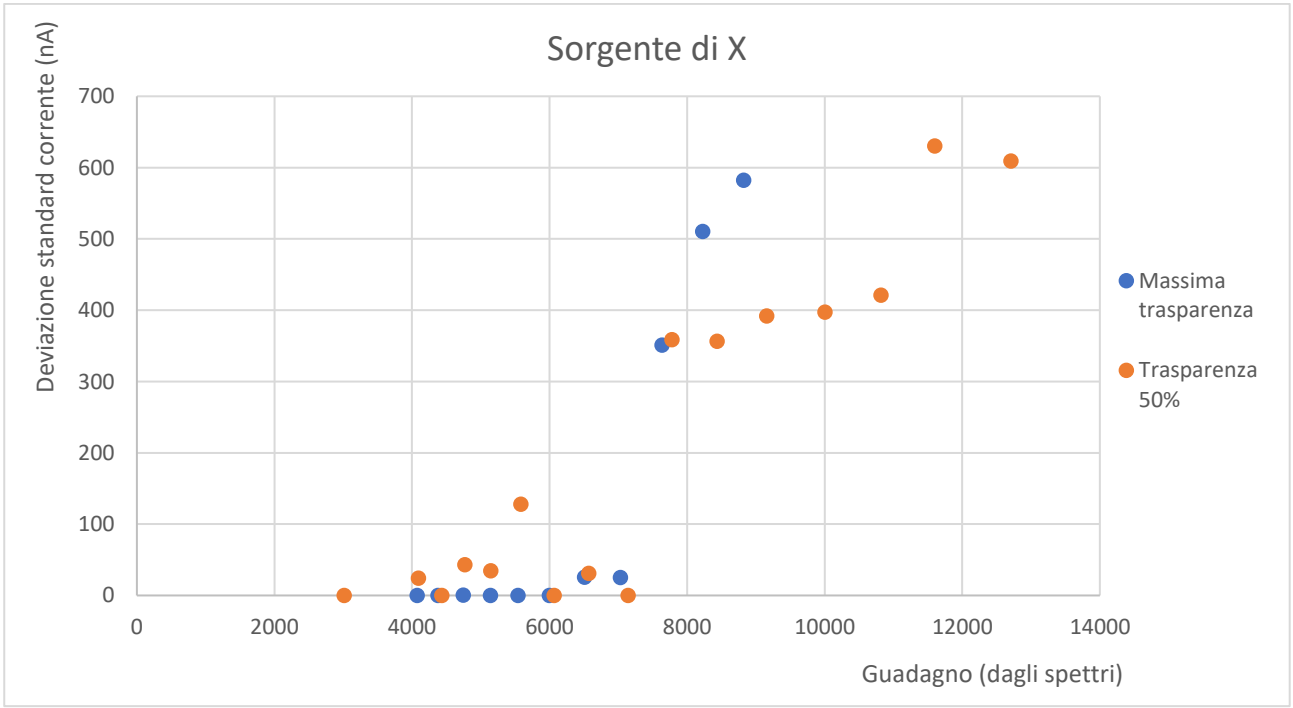

Figura 4.17 *Andamento delle deviazioni standard delle correnti assorbite per due livelli di trasparenza.*

Installando al centro della finestra una sezione di Mylar più sottile, al posto del Kapton metallizzato, si è ripetuto lo studio con la sorgente di raggi α di ^{241}Am:

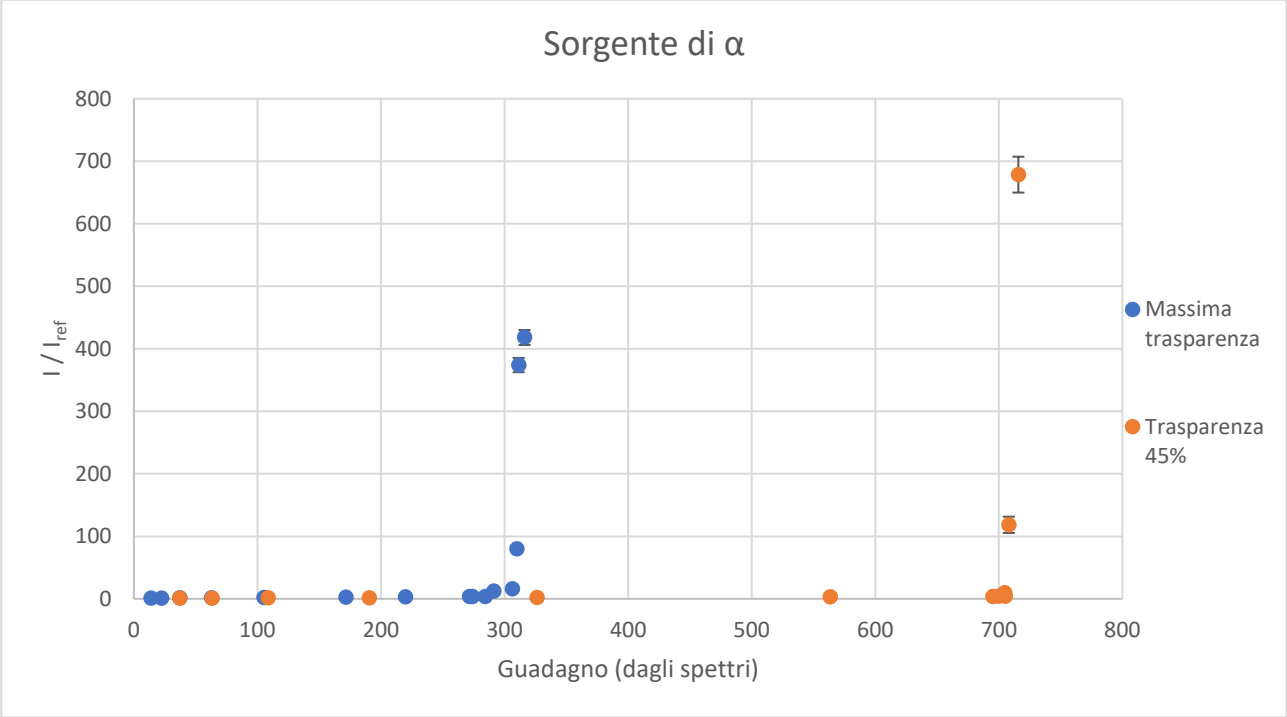

Figura 4.18 *Andamento delle correnti assorbite dal rivelatore NR1, con miscela di Ar 93% e CO_2 7%, sorgente di Americio, diverse trasparenze.*

In questo caso lo spostamento del punto di scarica al variare del numero di elettroni primari è evidente.

Si è provveduto a realizzare un grafico del guadagno al variare della tensione di amplificazione con i valori calcolati per gli α ai due livelli di trasparenza e con il set degli X alla massima trasparenza[65]:

[65] I due set di X sarebbero stati ridondanti perché indistinguibili.

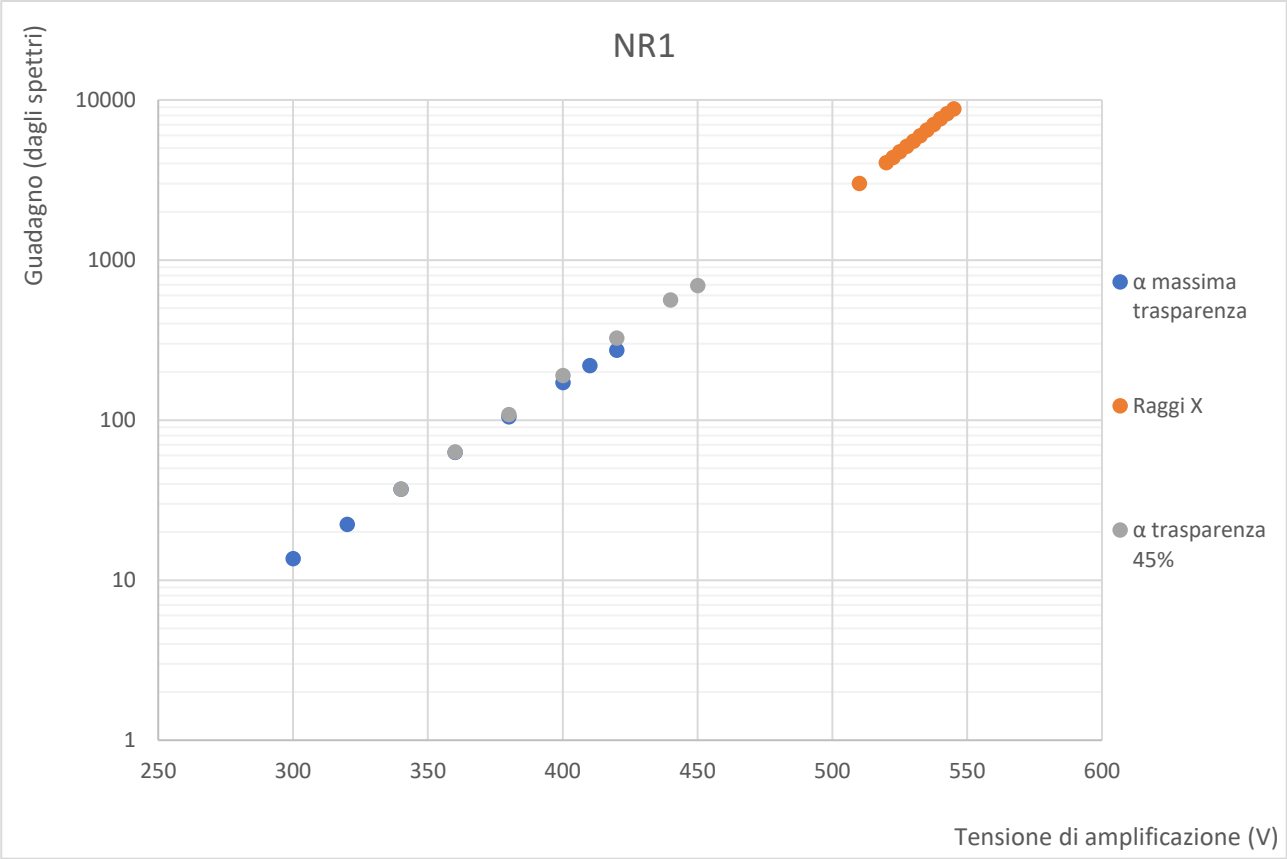

Figura 4.19 *I guadagni calcolati per il rivelatore NR1 in diverse condizioni di sorgente e trasparenza, al variare della tensione di amplificazione.*

Si denota un buon accordo fra i dati, che si trovano in prossimità della stessa curva esponenziale, a conferma che tutti i punti siano nella regione proporzionale.

Si sono raccolti, allora, i massimi guadagni stabili per i tre valori di n_0:

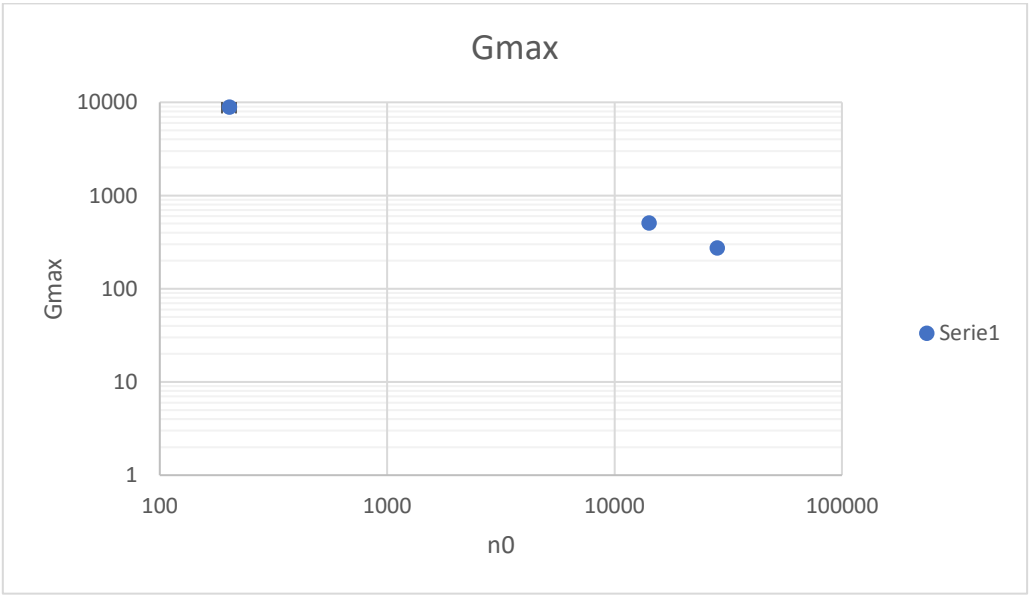

Figura 4.20 *Variazione del guadagno massimo ammesso al variare dei primari.*

4.5 Dipendenza delle scariche dalla miscela di gas

Per poter evidenziare il solo effetto della diversa miscela di gas, si esaminano gli andamenti della corrente assorbita, al variare dei guadagni, con la sorgente di raggi X e senza l'uso di attenuatori:

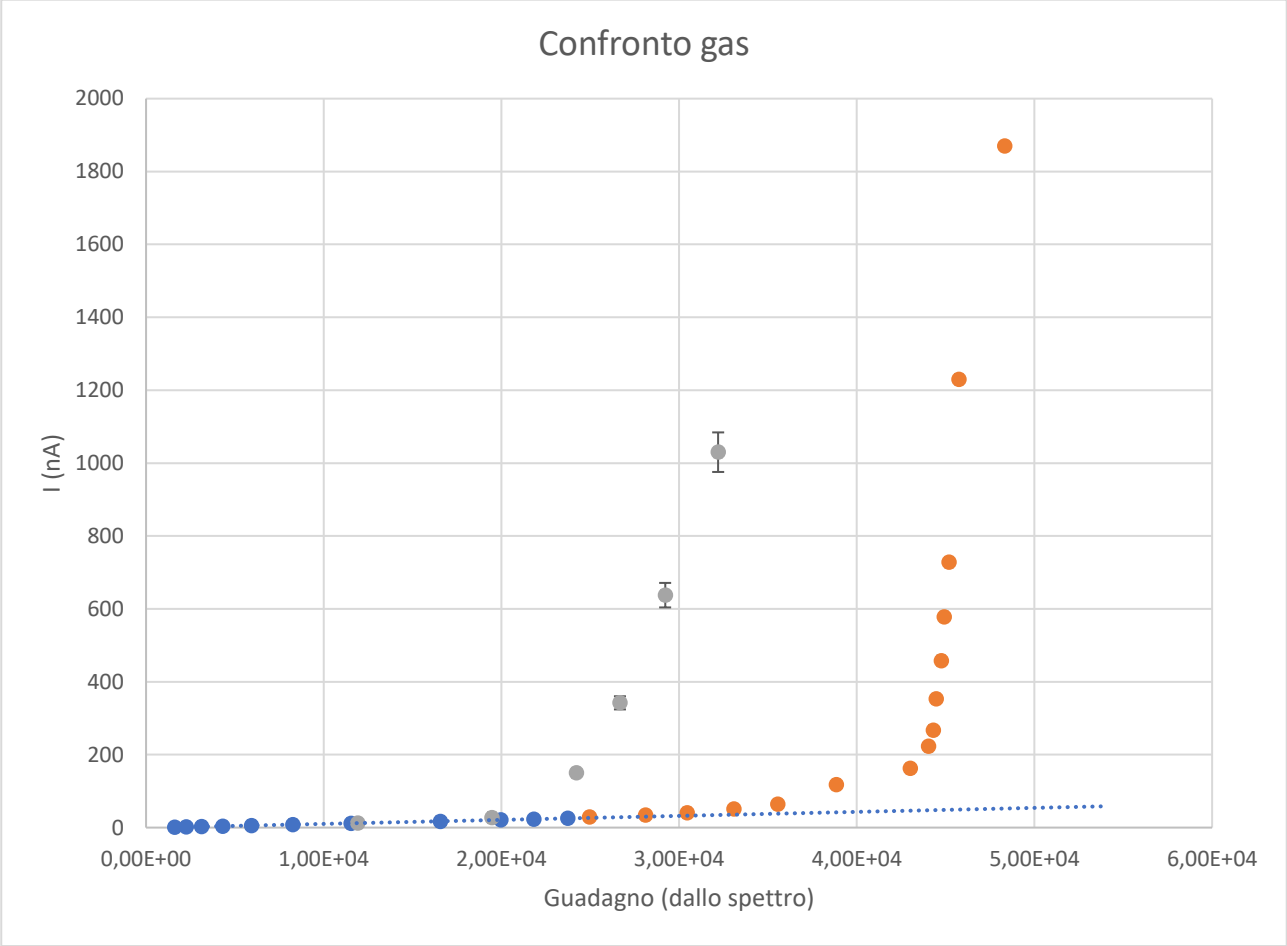

Figura 4.21 *Corrente media assorbita da R20 senza attenuazione della sorgente di ^{55}Fe. In verde, con la salita a guadagni più bassi, la miscela di Ar e CO_2, in blu la regione lineare della miscela con l'isobutano, in arancione, con i massimi guadagni, la parte non lineare dei dati per la miscela con l'isobutano.*

Appare evidente come la miscela con l'isobutano abbia spostato il punto di scarica a guadagni più alti.

Conclusioni

Lo studio è partito dalla determinazione delle curve di guadagno e di trasparenza necessarie per la caratterizzazione dei rivelatori e delle miscele (rispettivamente Ar 93% CO_2 7% e Ar 93% CO_2 5% iC_4H_{10} 2%). In questa fase si è osservato un aumento del guadagno a parità di tensione per la miscela con il 2% di isobutano. Si è poi passati allo studio delle scariche.

L'effetto sulla probabilità di scarica della frequenza di irraggiamento è stato confermato in tutte le situazioni studiate, in accordo con la teoria che mette in relazione l'insorgenza di scariche con la carica elettrica presente nel *volume* spaziotemporale di ogni valanga.

Si è osservata una chiara correlazione tra il numero dei primarî e il guadagno massimo prima che le scariche deviino l'andamento delle correnti medie, nello studio del rivelatore R20 con la sorgente X e del rivelatore NR1 con la sorgente α. Il diverso andamento delle curve della corrente al variare di guadagno e trasparenza quando R20 e NR1 sono irraggiati con raggi X è attribuito al differente design dei rivelatori. Il primo con strip resistive che attenuano le scariche e il secondo privo di protezioni resistive contro le scariche.

Gli effetti della miscela di gas, che pure si erano incontrati in vari passi dello studio, sono stati esplicitamente mostrati; confermando l'efficacia dell'isobutano anche alla bassa concentrazione adoperata.

In conclusione, in ogni aspetto della ricerca sono stati evidenti i vantaggi del design resistivo per le MicroMegas, che, mitigando il problema delle scariche, aumenta sensibilmente la libertà di scelta del punto di lavoro e le prestazioni raggiungibili.

Bibliografia

1. *A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications.* **T. Alexandropulos, J. Burnens, R. de Oliveira, G. Glonti, O. Pizzirusso, V. Polychronakos, G. Sekhiniaidze, G. Tsipolitis, J. Wotschack.** 1, s.l. : ELSEVIER, 29 marzo 2011, Nuclear Instruments and Methods on Physics Research A, Vol. 640, pp. 110-118.

2. **Leo, William R.** *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.* Berlino : Springer-Verlag, 1987. 3-540-17386-2.

3. *On the theory of the decrease of velocity of moving electrified particles on passing through matter.* **Bohr, N.** 145, 20 aprile 1913, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, Vol. 25, pp. 10-31.

4. *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie.* **Bethe, H.** 3, 1930, Annalen der Physik, Vol. 397, pp. 325-400.

5. *Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen.* **Bloch, F.** maggio 1933, Zeitschrift für Physik, Vol. 81, pp. 363-376.

6. *Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances.* **R.M. Sternheimer, M.J. Berger, S.M. Seltzer.** 2, marzo 1984, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 30, pp. 261-271.

7. *Über die Bremsstrahlung schneller Elektronen.* **Sauter, Fritz.** 4, 1934, Annalen der Physik, Vol. 412, pp. 404-412.

8. *On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons .* **H. Bethe, W. Heitler.** 856, Londra : The Royal Society, 1 agosto 1934, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Vol. 146, pp. 83-112.

9. **Claus Grupen, Boris Shwartz.** *Particel Detectors.* Cambridge : Cambridge University Press, 2008. 978-0-521-18795-4.

10. *Auger Effect in Argon.* **L. H. Martin, J. C. Bower and T. H. Laby.** 863, Londra : Royal Society, 1 gennaio 1935, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Vol. 148, pp. 40-46.

11. **V. Peskov, P. Fonte.** *Research on discharges in micropattern and small gap gaseous detectors.* RD51 collaboration, CERN. 2009.

12. *MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments.* **Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J. P. Robert, G. Charpak.** 1, 1996, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 376, pp. 29-35.

13. *The 55Fe half-life measured with a pressurised proportional counter.* **S. Pommé, H. Stroh, R.Van Ammel.** 29 gennaio 2019, Applied Radiation and Isotopes, Vol. 148, pp. 27-34.

14. **M.-M. Bé, V. Chisté, C. Dulieu, E. Browne, C. Baglin, V. Chechev, N. Kuzmenco, R. Helmer, F.Kondev, D. MacMahon, K.B. Lee.** *Monographie BIPM-5 - Table of Radionuclides.* Sèvres : BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES, 2006. pp. 5-9. Vol. 3. 92-822-2218-7.

15. **M. -M. Bé, V. Chisté, C. Dulieu, X. Mougeot, E. Browne, V. Chechev, N. Kuzmenko, F. Kondev, A. Luca, M. Galan, A.L. Nichols, A. Aric, X. Huang.** *Table of Radionuclides (vol 5 – A=22 to 244).* Sèvres : Bureau International des Pois et Mesures, 2010. Vol. 5. 978-92-822-2234-8.

16. **Vailshery, Lionel Sujay.** Most used programming languages among developers worldwide, as of 2021. *Statista.com.* [Online] https://www.statista.com/statistics/793628/worldwide-developer-survey-most-used-languages/.

17. **Kawamoto, T, et al.** *New Small Wheel Technical Design Report.* Ginevra : CERN. Geneva. The LHC experiments Committee, 2013. CERN-LHCC-2013-006 ; ATLAS-TDR-020.

18. *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider.* **al., The ATLAS Collaboration et.** S08003, s.l. : SISSA e IOP, agosto 2008, Journal of Instrumentation, Vol. 3.

19. *The Bloch correction, key to heavy-ion stopping.* **Peter Sigmund, Andreas Schinner.** 10, 14 settembre 2020, Journal of Applied Physics, Vol. 128. 100903 .

20. *Standardization and Half-life Measurement of 55Fe.* **N. I. Karmalitsyn, T. E. Sazonova, A. V. Zanevsky, S. V. Sepman.** 9-11, s.l. : Elsevier Science Ltd., agosto 1998, Applied Radiation and Isotopes: Including Data, Instrumentation and Methods for Use in Agriculture, Industry and Medicine , Vol. 49, pp. 1363-1366.

21. **U.S. Geological Survey (USGS).** Uranium. [Online] https://pubs.usgs.gov/of/2004/1050/uranium.htm.

22. **M.-M. Bé, V. Chisté, C. Dulieu, E. BBrowne, V. Cheechev, N. Kuzmenko, F. Kondev, A. Luca, M. Galàn, A. Pearce, X. Huang.** *Monographie BIPM-5 Table of Radionuclides.* Sèvres : Bureau International des Poids et Mesures, 2008. pp. 149-154. Vol. 4. 92-822-2231-4.

23. *The Average Energy Required to Produce an Ion Pair in Argon, Nitrogen, and Air for 1- to 5-MeV Alpha Particles.* **S. E. Chappell, J. H. Sparrow.** 3, s.l. : Radiation Research Society, novembre 1967, Radiation Research, Vol. 32, pp. 383-403.

24. **Eugenio Nappi, Vladimir Peskov.** *Imaging gaseous detectors and their applications.* Weinheim : Wiley-VCH Verlag & Co. KGaA, 2013. 978-3-527-40898-6.

A Programmi informatici

Durante lo studio, sono stati realizzati vari programmi informatici in Python 3, si riportano i due più rappresentativi: quello per l'esecuzione dei fit degli spettri[66] e quello per la registrazione dei dati ambientali.

A.1 "Fit_1.5.py"

```
#Programma per l'analisi degli spettri
#Fit con due gaussiane e un'esponenziale

import ROOT
import os
from array import array


def Elenco (path):
    dir=os.listdir(path)
    spettri=[]
    for f in dir:
            if f.endswith(".mca"):
                spettri.append(f)
    return spettri

def Lettura (path, nome):
    file=open(nome,errors='ignore')
    righe=file.readlines()
    file.close()
    #print(righe)
    return righe

def Spettro (path, nome):
    righe=Lettura(path, nome)
    inizio=righe.index("<<DATA>>\n") + 1
    fine=righe.index("<<END>>\n")
    scala=1
    if "GAIA=2;    Analog Gain Index\n" in righe:
        scala=10
    #vogliamo riconoscere gli spettri cono sfondoscala 10 V
    return righe[inizio:fine], scala

def Estremi (path, nome):
    estremi_ex=[100,1500]
    estremi_g1=[2000,4000]
    estremi_g2=[4000,7000]
```

[66] Ne esiste una versione semplificata che effettua il fit con una sola Gaussiana per spettri in cui i due picchi non sono distinguibili, ma riportarla sarebbe ridondante.

```
    estremi_tot=[60,8000]
    #valori di default, restiuiti se non esiste un valore nel .txt
    esiste=os.path.isfile(path+"/Estremi.txt")
    if not esiste :
        intesta="Nome, min-exp, max-exp, min-g1, max-g1, min-g2, max-g2, min-
tot, max-tot\n"
        Scrivi (path, "Estremi.txt", intesta)
    righe=Lettura(path, "Estremi.txt")
    trovato=False
    for r in righe:
        if r.startswith(nome):
            r=r.split(", ")
            estremi_ex=[int(r[1]), int(r[2])]
            estremi_g1=[int(r[3]), int(r[4])]
            estremi_g2=[int(r[5]), int(r[6])]
            estremi_tot=[int(r[7]),int(r[8])]
            trovato=True
            break
    if not trovato:
        default=str(estremi_ex[0])+", "+str(estremi_ex[1])+",
"+str(estremi_g1[0])+", "+str(estremi_g1[1])+", "+str(estremi_g2[0])+",
"+str(estremi_g2[1])+", "+str(estremi_tot[0])+", "+str(estremi_tot[1])
        Scrivi (path, "Estremi.txt", nome+", "+default+"\n")
    return estremi_ex, estremi_g1, estremi_g2, estremi_tot

def Scrivi (path, nome, valori):
    #Scrive "valori" sul file "nome" nel "path"
    file=open(nome, "a")
    file.write(valori)
    file.close
    return

def Salva (path, nome, parametri, scala, guadagno, chi_2):
    log=nome+"    "
    for p in parametri:
        log=log+str(p)+"    "
    log=log+str(scala) + "    "+str(guadagno) + "    " + str(chi_2)+"\n"
    Scrivi(path, "fit.txt", log)
    return

def Guadagno(canale, scala):
    cal0=42.41
    cal1=7.86
    n0=203
    capacità=10**-12
    #canale è il picco come numero dell'MCA, scala può essere 1 o 10 e sono i V
dello spettro
    codec=8191/scala
    e=1.602176634*(10**-19)
    print (cal1, n0, e, codec)
    return (canale-cal0)*capacità/(cal1*n0*e*codec)

h=[]
c=[]
```

```
intesta="Nome exp0 errore exp1 errore piccoL errore mediaL errore sigmaL errore
piccoH errore mediaH errore sigmaH errore fondoscala guadagno chi2\n"
parametri_tot=array( 'd', 8*[0.] )
risultati=array( 'd', 16*[0.] )
path=os.getcwd()
files=Elenco(path)
Scrivi(path, "fit.txt", intesta)
for j in range(len(files)):
    f=files[j]
    print ("Trattando: ", f)
    c.append(ROOT.TCanvas())
    h.append(ROOT.TH1F(f, f, 10250, 0 ,10250))
    estremi_ex, estremi_g1, estremi_g2, estremi_tot = Estremi(path, f)
    expo=ROOT.TF1("expo", "expo", estremi_ex[0], estremi_ex[1])
    gauss1=ROOT.TF1("gauss1", "gaus", estremi_g1[0], estremi_g1[1])
    gauss2=ROOT.TF1("gauss2", "gaus", estremi_g2[0], estremi_g2[1])
    totale=ROOT.TF1("totale", "expo(0)+gaus(2)+gaus(5)", estremi_tot[0],
estremi_tot[1])
    spettro, fondoscala=Spettro(path, f)
    for i in range(len(spettro)):
        h[j].SetBinContent(i+1, int(spettro[i]))
    h[j].Fit(expo, "R", "")
    h[j].Fit(gauss1, "R+", "")
    h[j].Fit(gauss2, "R+", "")
    parametri_ex=expo.GetParameters()
    parametri_g1=gauss1.GetParameters()
    parametri_g2=gauss2.GetParameters()
    parametri_tot[0], parametri_tot[1] = parametri_ex[0], parametri_ex[1]
    parametri_tot[2], parametri_tot[3], parametri_tot[4] =
parametri_g1[0],parametri_g1[1],parametri_g1[2]
    parametri_tot[5], parametri_tot[6], parametri_tot[7] =
parametri_g2[0],parametri_g2[1],parametri_g2[2]
    #questo metodo di trascrizione dei parametri, insime alla dichiarazione
della lista parametri_tot, permette di avere una lista di valori
    #e non dei puntatori ad oggetti di cppyy
    totale.SetParameters(parametri_tot)
    totale.SetParNames("exp0", "exp1",
"piccoL","mediaL","sigmaL","piccoH","mediaH","sigmaH")
    h[j].Fit(totale, "R+", "")
    parametri_tot=totale.GetParameters()
    errori_tot=totale.GetParErrors()
    for k in range(8):
        risultati[k*2]=parametri_tot[k]
        risultati[k*2+1]=errori_tot[k]
    guadagno=Guadagno(risultati[6], fondoscala)
    print ("guadagno=", guadagno)
    chi_2=totale.GetChisquare()
    Salva (path, f, risultati, fondoscala, guadagno, chi_2)
    c[j].Draw()
    h[j].Draw()

input ("Premere un tasto per terminare")
```

A.2 "Log.py"

```
#Programma per termometro MCP9808 e barometro BMP280
import smbus2
import time
from apscheduler.schedulers.blocking import BlockingScheduler
import os


class MCP9808 :
     reg_temp=0x05            #indirizzo registro temperatura
     def __init__ (self, bus, ind) :
          self.bus=bus
          self.ind=ind
     def temperatura(self):
          lettura=bus.read_i2c_block_data           (self.ind,
self.reg_temp, 2)
          lettura[0]=lettura[0] & 0x1F
          #le flag desono nel primo bythe che viene eliminato
          if (lettura[0] & 0x10) == 0x10 :
               #Temperatura minore di 0
               temperatura=    256    -    (lettura[1]*16    +
lettura[1]/16)
          else :
               temperatura= (lettura[0]*16 + lettura[1]/16)
          return temperatura


class BMP280 :
     reg_temp=(0xFA,   0xFB,   0xFC)   #indirizzo   tempratura
barometro
```

```
          reg_press=(0xF7, 0xF8, 0xF9)  #indirizzo         pressione
barometro

          reg_calib_T=((0x89,0x88),(0x8B,0x8A),(0x8D,0x8C))

          #cosatanti calibrazioen temperatura barometro

          reg_calib_P=((0x8F,0x8E),(0x91,0x90),(0x93,0x92),(0x95,0x
94),(0x97,0x96),(0x99,0x98),(0x9B,0x9A),(0x9D,0x9C),(0x9F,0x9E))

          #calibrazione pressione barometro

          oramisura=time.localtime(0)


          def __init__ (self, bus, ind) :

               self.ind=ind

               self.bus=bus

               #Legge le costatni di calibrazione dai registri del
barometro

               val=[0,0]

               calib_T=[]

               calib_P=[]

               for i in range(len(self.reg_calib_T)) :


     val[0]=bus.read_byte_data(self.ind,self.reg_calib_T[i][0])


     val[1]=bus.read_byte_data(self.ind,self.reg_calib_T[i][1])

                    calib_T.append(int.from_bytes(val,
byteorder='big', signed=(i!=0)))

               for i in range(len(self.reg_calib_P)) :


     val[0]=bus.read_byte_data(self.ind,self.reg_calib_P[i][0])


     val[1]=bus.read_byte_data(self.ind,self.reg_calib_P[i][1])

                    calib_P.append(int.from_bytes(val,
byteorder='big', signed=(i!=0)))
```

```
                self.calT=tuple(calib_T)
                self.calP=tuple(calib_P)

        def __misura (self, forzata=False) :
                tempo=time.time()>(time.mktime(self.oramisura)+30)
                if forzata or tempo ==True :
                        bus.write_byte_data(self.ind, 0xF4, 0xB5)
                        #L'invio di questo byte attiva il sensore
                        time.sleep(0.1)
                        self.oramisura=time.localtime()
                        #Occorre aggiornare subito t_fine, usato sia da
temperatura che da pressione
                        val=[0,0,0]
                        for i in range(len(self.reg_temp)) :

    val[i]=bus.read_byte_data(self.ind,self.reg_temp[i])
                        adcT=int.from_bytes(val,       byteorder='big',
signed=False)>>4
                        var1=(((adcT>>3)-
(self.calT[0]<<1))*self.calT[1])>>11
                        var2=((((adcT>>4)-self.calT[0])*((adcT>>4)-
self.calT[0]))>>12)*self.calT[2])>>14
                        self.t_fine=var1+var2

        def temperatura (self, forzata=False) :
                #Calcola la temperatura del barometro, con relative
correzioni
                self.__misura(forzata)
                T=(self.t_fine*5 +128)>>8
                return T/100
```

```
        def pressione (self, forzata=False) :
            #Calcola la pressione
            self.__misura(forzata)
            val=[0,0,0]
            for i in range(len(self.reg_press)) :

    val[i]=bus.read_byte_data(self.ind,self.reg_press[i])
            adcP=int.from_bytes(val,           byteorder='big',
signed=False)>>4
            var1=self.t_fine-128000
            var2=var1*var1*self.calP[5]
            var2=var2+((var1*self.calP[4])<<17)
            var2=var2+(self.calP[3]<<35)

    var1=((var1*var1*self.calP[2])>>8)+((var1*self.calP[1])<<12)
            var1=(((1<<47)+var1)*self.calP[0])>>33
            if var1==0 :
                return 0
            p=1048576-adcP
            p=(((p<<31)-var2)*3125)//var1
            var1=(self.calP[8]*(p>>13)*(p>>13))>>25
            var2=(self.calP[7]*p)>>19
            p=((p+var1+var2)>>8)+(self.calP[6]<<4)
            return p/25600

    def registra (dati, ora):
        nome=str(ora[2])+"-"+str(ora[1])+"-"+str(ora[0])+".txt"
        path="/home/pi/log/"+nome
```

```
        if not os.path.isfile(path):
            f=open(path, "a")
            f.write("Ora temperatura t_barometro pressione\n")
            f.close
        log=str(ora[3])+":"+str(ora[4])+"        "+str(dati[0])+"
"+str(dati[1])+" "+str(dati[2])+"\n"
        file=open(path, "a")
        file.write(log)
        file.close


    def chiamata (forzata=False) :
        print ('*****************************')
        print (time.localtime()[3], ':', time.localtime()[4])
        temp=termometro.temperatura()
        temp_bar=barometro.temperatura(forzata)
        press=int(barometro.pressione())
        print (temp,"|",temp_bar,"|",press)
        dati=[temp, temp_bar, press]
        registra(dati, time.localtime())
    #parametri
    num_bus=1           #numero del bus
    ind_term=0x18           #indirizzo termometro
    ind_bar=0x76            #indirizzo del barometro
    periodo=30              #Minuti di attesa fra le mmisurazioni

    bus=smbus2.SMBus(num_bus)
    termometro=MCP9808(bus, ind_term)
    barometro=BMP280(bus, ind_bar)
```

```
temp=termometro.temperatura()
press=barometro.pressione()
temp_bar=barometro.temperatura()
chiamata()
temporizzatore=BlockingScheduler()
temporizzatore.add_job(chiamata, 'interval', minutes=periodo)
temporizzatore.start()
```

B Dati sperimentali

B.1 Figura 2.7

Misure prese con R20, utilizzando la miscela di Ar 93%, CO_2 5% e iC_4H_{10} e la sorgente di ^{55}Fe, tensione di deriva 150 V e tensione di amplificazione 520 V. Umidità del gas 27%, temperatura 27,5 °C, differenza di pressione 66 Pa, pressione ambientale 1003 hPa.

Attenuatore	**Conteggi**	**Frequenza (Hz)**	ν/ν_0
Nessuna	1510892	8393,844 ± 7	0,976 ± 0,002
Nessuna	1584901	8805,006 ± 7	1,024 ± 0,002
2 Kapton	1386272	7701,511 ± 7	0,896 ± 0,001
4 Kapton	1200422	6669,011 ± 6	0,776 ± 0,001
6 Kapton	1087116	6039,533 ± 6	0,702 ± 0,001
8 Kapton	942844	5238,022 ± 5	0,609 ± 0,001
10 Kapton	808313	4490,628 ± 5	0,522 ± 0,001
12 Kapton	717454	3985,8556 ± 5	0,464 ± 0,0009

Come frequenza di riferimento ν_0 si è presa la media dei due valori misurati senza attenuatori.

B.2 Figura 3.1

Misure effettuate collegando il generatore di segnali al preamplificatore collegato a R20, con le tensioni degli elettrodi impostate a 0 V.

Segnale iniettato (V)	**Segnale letto (V)**
0,015	0,0010
0,02	0,0206
0,03	0,0306
0,04	0,0414
0,04	0,0414

0,05	0,0516
0,05	0,0516
0,08	0,0828
0,1	0,1030
0,15	0,1548
0,2	0,2065
0,3	0,3100
0,4	0,4174
0,6	0,6261
0,8	0,8348
1	1,0253
1,2	1,1959
1,3	1,2697
1,5	1,3878
1,6	1,4174
1,7	1,4354

B.3 Figura 4.1

Dati presi per R20, con la sorgente di ^{55}Fe e la miscela di Ar 93% e CO_2 7%. La tensione di amplificazione è fissa a 520 V.

Tensione di deriva (V)	E_{ampl}/E_{deriva}	**Ampiezza segnale (V)**	**Trasparenza dal segnale**	**Guadagno dalla corrente**	**Trasparenza dalla corrente**
5	4063	0,7055	63,43%	9200 ±200	70%
10	2031	0,9951	89,47%	10400 ±200	80%
15	1354	1,0514	94,53%	11200 ±200	86%
25	813	1,0787	96,99%	12300 ±200	94%

50	406	1,0937	98,34%	13100 ±100	100%
75	271	1,1003	98,93%	13000 ±100	99%
100	203	1,1024	99,12%	13000 ±100	100%
125	163	1,1046	99,32%	13000 ±100	100%
150	135	1,1069	99,53%	13000 ±200	99%
160	127	1,1080	99,62%	13000 ±200	99%
170	119	1,1084	99,66%	13000 ±200	99%
180	113	1,1086	99,68%	13000 ±200	99%
190	107	1,1083	99,65%	13000 ±100	99%
200	102	1,1114	99,93%	13100 ±100	100%
210	97	1,1118	99,97%	13000 ±100	99%
220	92	1,1119	99,98%	13000 ±100	99%
230	88	1,1122	100%	12900 ±100	99%
240	85	1,1112	99,91%	13000 ±100	99%
250	81	1,1100	99,80%	12900 ±100	99%
260	78	1,1080	99,62%	12900 ±100	99%
270	75	1,1067	99,51%	12900 ±100	99%
280	73	1,1049	99,35%	12900 ±100	99%
290	70	1,1025	99,13%	12800 ±200	98%
300	68	1,0999	98,90%	12800 ±100	98%
310	66	1,0959	98,54%	12760 ±90	98%
320	63	1,0916	98,15%	12700 ±100	97%
340	60	1,0905	98,05%	12500 ±100	96%
350	58	1,0797	97,08%	12570 ±90	96%
375	54	1,0626	95,54%	12000 ±100	92%
400	51	1,0442	93,88%	11100 ±100	85%
400	51	1,0482	94,25%	12000 ±200	92%

425	48	1,0250	92,16%	11400 ±100	88%
450	45	1,0007	89,98%	9700 ±100	75%
500	41	0,9545	85,82%	10800 ±200	83%
550	37	0,9153	82,30%	10300 ±100	79%
600	34	0,8811	79,22%	9000 ±100	69%

B.4 Figura 4.2

Dati presi per R20, con la sorgente di ^{55}Fe e la miscela di Ar 93%, CO_2 5% e iC_4H_{10} 2%. La tensione di amplificazione è fissa a 520 V.

Tensione di deriva (V)	E_{ampl}/E_{deriva}	**Ampiezza segnale (mV)**	**Trasparenza dal segnale**	**Guadagno dalla corrente**	**Trasparenza dalla corrente**
7	2628	905	93,7%	8800 ±200	73%
10	1840	925	95,9%	9700 ±200	81%
15	1227	941	97,5%	10600 ±200	88%
20	920	949	98,3%	11200 ±200	93%
30	613	957	99,1%	11800 ±200	98%
40	460	955	98,9%	12000 ±200	99%
60	307	958	99,2%	12000 ±200	99%
80	230	958	99,3%	12000 ±200	100%
100	184	961	99,5%	12000 ±200	100%
150	123	963	99,8%	12100 ±100	100%
200	92	965	100,0%	12000 ±100	99%
250	74	960	99,4%	12000 ±100	99%
300	61	943	97,6%	11500 ±200	95%
350	53	905	93,8%	11100 ±200	92%
400	46	880	91,2%	10400 ±100	86

450	41	809	83,9%	9800 ±100	81%
500	37	764	79,2%	9100 ±100	76%
550	33	720	74,6%	8500 ±200	70%

B.5 Figura 4.3

Misure effettuate per R20 alla tensione di deriva di 200 V, con la miscela di Ar 93% e CO_2 7% e sorgente di 55Fe.

Tensione anodica (V)	**Guadagno segnale**	**Guadagno corrente**
500	1760	4300 ±10
510	2320	7070 ±20
520	3060	10480 ±20
530	4040	14830 ±20
540	5370	20600 ±30
550	7240	28360 ±50
560	9810	39490 ±80
570	13390	52100 ±100
580	18840	Non Disponibile
580	18750	95000 ±1000

B.6 Figura 4.4

Dati presi per R20 con la miscela di Ar 93%, CO_2 5% e iC_4H_{10} 2%. Sorgente di raggi X di ^{55}Fe e tensione di deriva di 150 V.

Tensione anodica (V)	**Guadagno spettro**	**Guadagno corrente**
450	1835 ±2	5184 ±8
460	2376,4 ±0,8	8427 ±7
470	3202 ±1	Non Disponibile
470	3125 ±1	11660 ±10

480	4289 ±1	18020 ±10
490	5823 ±2	25210 ±20
500	8019 ±3	34840 ±20
510	11157 ±3	47360 ±20
520	15704 ±4	64380 ±50
530	23082 ±9	90410 ±90
535	28280 ±30	115700 ±200

B.7 Figura 4.5

Le tensioni sono quelle di amplificazione, i guadagni sono dagli spettri, sorgente di raggi X e miscela di Ar 93% e CO_2 7%.

R20		**NR1**	
Tensione (V)	**Guadagno**	**Tensione (V)**	**Guadagno**
560	9810	510	3010
550	7240	520	4070
540	5370	522,5	4370
530	4040	527,5	5140
500	1760	530	5540
510	2320	532,5	5990
580	18840	535	6510
580	18750	537,5	7030
520	3060	540	7630
		542,5	8220
		545	8820